

**Suche nach Quarks
an den CERN-Proton-Speicherringen**

Roman Tirler

1977



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Suche nach Quarks an den CERN-Proton-Speicherringen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Roman Tirler
München, 26. Februar 1976

1. Referent: Prof. Dr. Hans-Peter Dürr

2. Referent: Prof. Dr. Arnold Staude

Tag der mündlichen Prüfung: 20. Januar 1977



ZUSAMMENFASSUNG

Diese Arbeit beschreibt ein Experiment, das an den CERN-Proton-Speicherringen zur Suche nach Quarks durchgeführt wurde. Bei diesem Experiment wurde versucht, Quarks, die sich von "normalen" Teilchen durch nicht ganzzahlige Werte der Ladung unterscheiden, durch Messung der spezifischen Ionisation, die dem Quadrat der Ladung proportional ist, zu identifizieren.

Der Detektor bestand aus 6 elektronisch voneinander unabhängigen Szintillationszählerteleskopen (jedes Teleskop bestand aus 9 Zählern) zur Messung von spezifischer Ionisation und Flugzeit. Zur Messung des Teilchendurchgangsortes war jedes Teleskop mit einem Satz von drei Proportionalkammern ausgerüstet. Die einzelnen Teleskope waren so aufgebaut und angeordnet, daß Produktionswinkel von 0° bis 90° erfaßt werden konnten. Die Nachweiseigenschaften der Meßapparatur gestatteten die Erfassung von Teilchen mit Ladungen $0.1 e < |Q| < 0.8 e$, mit Geschwindigkeiten $\beta > 0.25$ und Massen bis zu $24.60 \text{ GeV}/c^2$ bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$.

Unter den Reaktionsprodukten von 1.2×10^{10} Proton-Proton-Wechselwirkungen bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ wurden keine Teilchen mit den erwähnten Eigenschaften im obigen Ladungsbereich nachgewiesen.

Aus der Akzeptanz der Teleskope und der gemessenen Wechselwirkungsrate folgt (mit 90% Konfidenz) für den totalen Produktionswirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren in der Reaktion $pp \rightarrow ppq\bar{q}$ für das Modell $\langle p_T \rangle \approx 0.4 \text{ GeV}/c$:

$$\sigma_t(Q=1/3e) \leq 4 \times 10^{-35} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_t(Q=2/3e) \leq 8 \times 10^{-35} \text{ cm}^2$$

für Quarkmassen bis $20 \text{ GeV}/c^2$.

In modellunabhängiger Weise kann das Ergebnis als Grenzwert für den Quarkfluß F_q im Vergleich zum Fluß "normaler" Teilchen $F_{Q=1e}$ angegeben werden: man erhält mit 90% Konfidenz

$$F_q/F_{Q=1e} \leq 6 \times 10^{-10}.$$

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
1.1. Unitäre Symmetrien und das Quarkmodell	1
1.2. Aufgabenstellung	8
2. QUARKPRODUKTION	10
2.1. Reaktionsmechanismen	10
2.2. Theoretische Vorhersagen über die Produktionswirkungsquerschnitte	12
2.2.1. Das statistische Modell	12
2.2.2. Diffraktive Modelle	13
2.2.3. Periphere Modelle	15
2.2.4. Das Modell von Adair und Price	16
2.2.5. Quarkproduktion durch virtuelle Photonen	17
2.3. Ergebnisse bisheriger Quarkexperimente	18
2.3.1. Experimente an Beschleunigern	18
2.3.2. Experimente mit kosmischer Strahlung	19
2.3.3. Quarksuche mit physikalisch-chemischen Methoden	22
3. BESCHREIBUNG DER MESSAPPARATUR	25
3.1. Nachweisprinzip	25
3.1.1. Meßmethode und Wahl des Detektors	26
3.2. Aufbau der Meßanordnung	28
3.2.1. Die CERN-Proton-Speicherringe (ISR)	28
3.2.2. Anordnung der Quark-Zählerteleskope an der Kreuzungsstelle	33
3.2.3. Die Proportionalkammern	36
3.2.4. Die Zählerteleskope zur Messung der Strahl-Strahlwechselwirkungsrate und der Untergrundzählrate	38
3.3. Elektronische Ereignisauswahl	40
3.3.1. Der dE/dx -Trigger	40
3.3.2. Der Flugzeit-Trigger	42
3.3.3. Beschreibung der Triggerelektronik	43

3.3.4. Die analoge Signalverarbeitung	45
3.4. Untersuchung der Nachweiseigenschaften	45
3.4.1. Pulshöhenverteilung und Auflösungsvermögen	46
3.4.2. Simulation quarkähnlicher Signale	50
3.4.3. Ansprechwahrscheinlichkeiten	51
3.4.4. Akzeptanzrechnungen	54
4. DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS	57
4.1. Die Messung der Luminosität	57
4.2. Datennahme	59
5. AUSWERTUNG DES EXPERIMENTS	62
5.1. Analyse des dE/dx -Triggers	62
5.1.1. Kriterien für die Reduktion der Daten	62
5.1.2. Anwendung der Maximum-Likelihood-Methode	63
5.1.3. Ergebnisse	65
5.2. Analyse des Flugzeit-Triggers	69
5.2.1. Kriterien für die Reduktion der Daten	70
5.2.2. Anwendung der χ^2 -Methode	71
5.2.3. Ergebnisse	74
6. FLUSSGRENZEN UND PRODUKTIONSWIRKUNGSQUERSCHNITTE	77
6.1. Flußgrenzen	77
6.2. Grenzwerte für die Produktionswirkungsquerschnitte	79
7. DISKUSSION	82
ANHANG A	
ANHANG B	
LITERATURVERZEICHNIS	
VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN	
DANKSAGUNG	
LEBENS LAUF	

1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschreibt Aufbau und Ergebnisse eines Experiments, das im Jahre 1972 von einer Gruppe des Max-Planck-Instituts für Physik in München und des Europäischen Kernforschungszentrums (CERN) in Genf an den CERN-Proton-Speicherringen mit dem Ziel durchgeführt wurde, Quarks nachzuweisen^{1,2)}.

1.1. Unitäre Symmetrien und das Quarkmodell³⁾

Seit Entdeckung der ersten Elementarteilchen ist deren Zahl ständig angewachsen*. Man kennt heute ca 200 Hadronen, d.h. Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen. Ein Großteil davon sind kurzlebige Resonanzen (Lebensdauer ca 10^{-23} sec), die bei Streuexperimenten an Beschleunigern und in kosmischer Strahlung erzeugt werden können. Es wurde offenkundig, daß diese Elementarteilchen keine "elementaren" Systeme in der ursprünglichen Bedeutung des Wortes sein können. Man hat daher in verschiedenen Theorien und mit Hilfe verschiedener Modelle versucht, diese Vielzahl von Teilchenzuständen auf wenige fundamentale Teilchen zurückzuführen, aus denen sich alle bekannten Teilchen aufbauen lassen. Es wurden Ordnungsschemata aufgestellt, in denen Teilchen mit verwandten Eigenschaften zu Teilchenfamilien (Multipletts) zusammengefaßt wurden.

Ausgehend von der Ladungsinvarianz der starken Wechselwirkung faßte man Teilchen, die sich nur durch ihre elektro-

* Jedes Elementarteilchen kann man durch eine Reihe von Quantenzahlen, z.B. die Masse M, Spin J, Parität P, Isospin I, Ladung Q, Baryonenzahl B, Seltsamkeit S, Hyperladung Y charakterisieren.

magnetischen Eigenschaften unterscheiden, zu Isospin-Multipletts zusammen. Beispiele solcher Multipletts sind das Isospindublett Proton und Neutron, das Mesonentriplett π^- , π^0 , π^+ und das Isospinsingulett Λ . Die Anzahl solcher Multipletts, die durch Angabe einer Quantenzahl (I_z) charakterisiert werden, ist sehr groß, ca 80. Die Massenunterschiede innerhalb der Isospin-Multipletts sind eine Folge der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Gruppentheoretisch kann die Ladungsinvarianz durch die $SU(2)$ - die Gruppe der speziellen unitären Transformationen in zwei Dimensionen - beschrieben werden. Die zu verschiedenen Werten des Isospins ($I = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$) gehörigen Multipletts sind irreduzible Darstellungen der $SU(2)$. Die fundamentale Darstellung ist die zu $I = 1/2$ gehörige, aus der sich alle höheren Darstellungen aufbauen lassen: das direkte Produkt zweier Isospindubletts zerfällt in ein Isospinsingulett und ein Isospintriplett.

Wird das fundamentale Dublett der $SU(2)$ mit Proton und Neutron (das Antidublett mit den entsprechenden Antiteilchen) gleichgesetzt, gelangt man zum Fermi-Yang-Modell⁴⁾, das unabhängig von Symmetriebetrachtungen bereits 1949, kurz nach der Entdeckung des Pions (1947), eingeführt wurde. In diesem Modell werden das Nukleon-Isospindublett N (Proton p , Neutron n) und das Antinukleondublett $\bar{N}$ ($\bar{p}$, $\bar{n}$) als fundamentale Bausteine, aus denen man die übrigen Elementarteilchen aufzubauen versucht, angesehen. Mesonen mit $Y = 0$ sind in diesem Schema gebundene Zustände von $N\bar{N}$ und können in Isospinsingulets oder Isospintripletts zerlegt werden. Die nicht-selt-samen ($S = 0$) Baryonenresonanzen lassen sich in diesem Modell als gebundene Zustände von zwei Nukleonen und einem Antinukleon ($NN\bar{N}$) beschreiben, man erhält Isospindubletts und Quartetts.

Um auch die seltsamen Teilchen aufbauen zu können, muß dem Nukleondublett von Fermi und Yang noch ein weiteres fundamentales Teilchen mit $S \neq 0$ hinzugefügt werden. Sakata (1956)⁵⁾ führte das Λ Hyperon ($I = 0, B = 1, S = -1$) als

dritten fundamentalen Baustein ein. Im Sakata-Modell (die Mitglieder des Triplets werden Sakatonen genannt) sind die Mesonen gebundene Zustände aus einem Sakaton und einem Antisakaton, die Baryonen werden aus zwei Sakatonen und einem Antisakaton aufgebaut.

Da im Sakata-Modell zur Klassifizierung der Zustände zwei Quantenzahlen (I_z und Y) verwendet werden - man faßt Isospinmultipletts mit verschiedener Hyperladung Y zu Supermultipletts zusammen - verläßt man den Rahmen der $SU(2)$ und gelangt zur $SU(3)$ -Gruppe; das wurde bereits 1959 von Ikeda et al.⁶⁾ erkannt: Proton, Neutron und Λ Hyperon wurden mit dem fundamentalen Triplet der $SU(3)$, die entsprechenden Antiteilchen mit dem fundamentalen Antitriplett gleichgesetzt. Das direkte Produkt von Triplet und Antitriplett kann man in ein Singulett und ein Oktett zerlegen. Im Sakata-Modell kommen daher die Mesonen als Singuletts und Oktetts vor, in Übereinstimmung mit der Erfahrung. Die möglichen Baryonenzustände sind durch das Produkt von zwei Triplets und einem Antitriplett gegeben. Nach Zerlegung dieses Produkts würden die Baryonen als zwei Triplets, ein Antisextett und ein 15-tuplett auftreten. Dies steht im Gegensatz zur Erfahrung: trägt man die bekannten Baryonen entsprechend den Quantenzahlen I_z und Y in ein Schema ein, erhält man nur Oktetts und Dekupletts. Außerdem werden Zustände mit der Hyperladung $Y = +2$ (Seltsamkeit $S = +1$) vorhergesagt, denen keine bisher gefundenen Teilchen entsprechen. Das Sakata-Modell beschreibt somit zwar die Mesonen richtig, nicht jedoch die Baryonen.

Beim Suchen nach einem besseren Modell gingen Gell-Mann und Ne'eman⁷⁾ nicht mehr vom fundamentalen Triplet der $SU(3)$ aus, sondern nahmen die reguläre 8-dimensionale Darstellung der $SU(3)$ als Grundlage und versuchten alle Mesonen- und Baryonenzustände aus der 8-dimensionalen Darstellung und dem Produkt zweier 8-dimensionaler Darstellungen aufzubauen. Da das Oktett in dem Schema von Gell-Mann und Ne'eman das niedrigste in der Natur vorkommende Multiplett zu sein scheint, hat dieses Modell den Namen "achtfacher Weg" im Gegensatz zum

"dreifachen Weg" des Sakata-Modells erhalten. Als fundamentale Teilchen wären im Oktett-Modell die acht Baryonen des $J^P = (1/2)^+$ Oktetts und die dazugehörigen Antibaryonen, die ebenfalls ein Oktett bilden, anzusehen. Im Gegensatz zum Sakata-Modell ist die Anzahl fundamentaler Teilchen unbefriedigend groß: insgesamt sind 16 Teilchen zum Aufbau der Baryonen- und Mesonen-Multipletts nötig. Weiter ist es unbefriedigend, daß im Oktett-Modell nur die höheren Darstellungen, nicht jedoch die fundamentalen Triplet-Darstellungen verwirklicht sind.

Diese Situation hat zum Quarkmodell geführt: Gell-Mann⁸⁾ und unabhängig davon Zweig⁹⁾ gingen wieder vom fundamentalen Triplet aus, aber die Mitglieder des Triplets konnten nun nicht mehr mit den bekannten Baryonen Proton, Neutron und Λ -Hyperon identisch sein. Gell-Mann ordnete dem fundamentalen Triplet drei bisher unbekannte Teilchen zu und nannte sie "Quarks". Zweig nannte die Mitglieder des fundamentalen Triplets "Aces". In Abb. 1 sind das Quarktriplett und das entsprechende Antitriplett dargestellt. In Anlehnung an die fundamentalen Teilchen Proton, Neutron und Λ -Hyperon des Sakata-Modells wurden die Quarks mit kleinen Buchstaben p, n, λ bezeichnet (man findet auch die Bezeichnung u, d, s); um eine Verwechslung mit den bekannten Teilchen (Proton, Neutron) zu vermeiden, werden die Quarks im folgenden mit q_p , q_n , q_λ bezeichnet. Die Quantenzahlen der Quarks sind in Tabelle 1.I zusammengestellt.

Tabelle 1.I

Quark	J^P	B	Y	I	I_z	Q	S
q_p	$(1/2)^+$	1/3	1/3	1/2	1/2	2/3	0
q_n	$(1/2)^+$	1/3	1/3	1/2	-1/2	-1/3	0
q_λ	$(1/2)^+$	1/3	-2/3	0	0	-1/3	-1

* Der Name "Quark" wurde von Gell-Mann dem Roman "Finnegan's Wake" von James Joyce (Viking, New York, 1939) entnommen: "Three quarks for Muster Mark" (S. 383).

Bei den Antiquarks haben alle ladungsartigen Quantenzahlen das entgegengesetzte Vorzeichen. Wegen der Ladungserhaltung muß mindestens ein Quark stabil sein.

Wie im Sakata-Modell werden die Mesonen als gebundene Quark-Antiquarkzustände beschrieben: Mesonen treten als Singulets und Oktetts auf, entsprechend der Zerlegung:

$$\{3\} \otimes \{\bar{3}\} = \{1\} \oplus \{8\} \quad (1.1)$$

In Abb. 2 sind die möglichen $q\bar{q}$ - Kombinationen dargestellt; zum Vergleich sind die 9 beobachteten pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$) und die 9 beobachteten Vektormesonen ($J^P = 1^-$) in die Abbildung eingetragen.

Baryonen werden im Quarkmodell als gebundene Zustände von drei Quarks aufgefaßt: das ist der entscheidende Unterschied zum Sakata-Modell. Daraus folgt auch, daß die Baryonenzahl der Quarks gleich $1/3$ ist. Die gebrochene elektrische Ladung der Quarks ist eine Folge der gebrochenen Baryonenzahl und wird aus der Gell-Mann-Nishijima-Formel

$$Q = I_z + (B+S)/2 \quad (1.2)$$

bestimmt. Das direkte Produkt von 3 Triplets liefert die Zerlegung:

$$\{3\} \otimes \{3\} \otimes \{3\} = \{1\} \oplus \{8\} \oplus \{8\} \oplus \{10\} \quad (1.3)$$

Die 27 möglichen 3-Quark-Kombinationen zerfallen also in die $SU(3)$ -Multipletts $\{1\}$, $\{8\}$, $\{8\}$, $\{10\}$, die mit der beobachteten Baryonenmultiplizität übereinstimmen. Das Oktett der Baryonen mit $J^P = (1/2)^+$ und das Dekuplett der Baryonenresonanzen mit $J^P = (3/2)^+$ sind in Abb. 3 mit den dazugehörigen Quarkzuständen dargestellt.

Da Baryonen aus drei Quarks aufgebaut sind, folgt, daß der Spin der Quarks halbzahlig sein muß. Die einfachste Annahme ist, daß Quarks den Spin $1/2$ haben, was im Hinblick auf die niedrigsten Baryonenzustände sinnvoll ist. Quarks sind also Fermionen. Bei Berücksichtigung der Spins erhält man 6 unabhängige Quarkzustände:

$p\uparrow, n\uparrow, \lambda\uparrow, p\downarrow, n\downarrow, \lambda\downarrow$. Damit verläßt man den Rahmen der $SU(3)$ und gelangt zur $SU(6)$ -Gruppe. Auch die Parität der Mesonen

und Baryonen folgt richtig aus dem Quarkmodell: Quark und Antiquark haben wie alle Fermion-Antifermion-Paare entgegengesetzte innere Parität.

Das Quarkmodell von Gell-Mann und Zweig ist mit sehr grossem Erfolg in der Elementarteilchenphysik angewendet worden:

- die Massenaufspaltung innerhalb der SU(3)-Multipletts wird richtig beschrieben;
- die nach dem Quarkmodell berechneten magnetischen Momente der Baryonen stimmen gut mit den experimentellen Werten überein;
- die vorhergesagten Zerfallswahrscheinlichkeiten von Mesonen- und Baryonenresonanzen zeigen gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten;
- die nach dem Quarkmodell berechneten Beziehungen zwischen Wirkungsquerschnitten für hochenergetische Hadron-Hadron-Streuprozesse stimmen zum Teil gut mit den experimentellen Werten überein;
- es wurden keine "exotischen" Teilchen nachgewiesen, d.h. Baryonen mit $S > 0$, die nicht aus drei Quarks oder Mesonen, die nicht aus einem Quark-Antiquark-Paar aufgebaut sind.

Den obigen Anwendungen des Quarkmodells liegt die grundlegende Annahme der "Additivität" zugrunde: die Eigenschaften eines Hadrons sind durch die Summe der Eigenschaften der einzelnen Quarks gegeben. Bei Streuprozessen wird angenommen, daß die Quarks innerhalb eines Hadrons voneinander unabhängig sind und nur ein Quark oder ein Antiquark des einen Hadrons mit einem Quark oder einem Antiquark des anderen Hadrons wechselwirkt, während die anderen Quarks unbeteiligt sind.

Bei der Anwendung des Quarkmodells gibt es nicht nur Erfolge, sondern auch einige Schwierigkeiten. Man weiß weder welche Kräfte die Quarks zusammenhalten, noch kennt man die dynamischen Gesetze, die die "Bewegung" der Quarks innerhalb eines Hadrons bestimmen. Es ist sehr schwierig, eine Vorhersage für die Masse der Quarks zu machen. Nimmt man an, daß die "Bewegung" der Quarks nichtrelativistisch ist³⁾ und die Reichweite der Quark-Kräfte von der Größenordnung $1/M_p$ (M_p =Masse

des ρ -Mesons) ist, erhält man eine Abschätzung für die Masse der Quarks: $M_q \approx 10 \text{ GeV}/c^2$. Andererseits gibt es Gründe, die dafür sprechen, daß die Masse der Quarks klein ist, etwa $m_p/3$ (m_p = Masse des Protons). Diese Annahme steht im Einklang mit dem Parton-Modell von Feynman¹⁰⁾, das bei der tief inelastischen Streuung von Leptonen an Hadronen erfolgreich angewendet wurde.

Ein weiteres Problem ist die Sättigung der Kräfte, die zwischen Quarks wirken. Es ist schwierig zu verstehen, warum nur gebundene Zustände von 3 Quarks und Quark-Antiquark-Paaren auftreten sollen, nicht aber gebundene Zustände von qq , $qq\bar{q}\bar{q}$ oder $qqq\bar{q}\bar{q}$.*

Ein anderes Problem hängt mit Spin und Statistik der Quarks zusammen: wegen des halbzahligen Spins sind Quarks Fermionen und man erwartet daher, daß sie der Fermi-Dirac-Statistik und dem Pauli-Prinzip gehorchen. Das ist bei den aus 3 Quarks aufgebauten Baryonen nicht immer der Fall: die gesamte Wellenfunktion des qqq -Systems muß antisymmetrisch sein. Da die kombinierte $SU(3)$ - und Spinwellenfunktion symmetrisch ist, müßte dann die räumliche Wellenfunktion antisymmetrisch sein mit Drehimpuls $L = 0$; anziehende Potentiale liefern jedoch symmetrische räumliche Wellenfunktionen für den Grundzustand mit $L = 0$. Eine Lösung dieses Problems wurde von Greenberg¹²⁾ vorgeschlagen: danach gehorchen Quarks einer Parastatistik, die Fermionwellenfunktion muß nicht antisymmetrisch sein. Dies wird dadurch realisiert, daß drei Quark-tripletts eingeführt werden, die sich durch eine neue Quantenzahl ("Farbe") voneinander unterscheiden. Baryonen sind in diesem Modell aus drei Quarks verschiedener "Farbe" aufgebaut.

*Nach de Swart¹¹⁾ gibt es möglicherweise gebundene Zustände von Quarks mit Ladungen $Q = 4/3, 5/3, \dots$, sogenannte Polyquarks, deren Massen wegen der hohen Bindungsenergien viel kleiner sein müßten als die Massen der freien Quarks.

Wenn Quarks die fundamentalen Bausteine sind, aus denen alle Hadronen aufgebaut sind, erhebt sich die Frage, warum Quarks gebrochene Werte der Ladung, Leptonen hingegen ganzzahlige Ladung haben.* Es hat daher mehrere Versuche gegeben, den fundamentalen Teilchen ganzzahlige Werte der Ladung zuzuordnen. Bei all diesen Versuchen muß jedoch die Anzahl der Triplets vergrößert werden. Im Modell von Bacry, Nuyts und van Hove¹⁴⁾ werden zwei Triplets, die sich durch eine neue additive Quantenzahl unterscheiden, eingeführt. Das von Han und Nambu¹⁵⁾ vorgeschlagene Modell verwendet drei fundamentale Triplets mit ganzzahliger elektrischer Ladung.

Das Quarkmodell von Gell-Mann und Zweig ist trotz der erwähnten Schwierigkeiten die einfachste und eleganteste Möglichkeit, die bei den Hadronen beobachtete Multipllett-Struktur zu deuten. Im Gegensatz zu anderen Modellen ist ein fundamentales Triplet und Antitriplett ausreichend und es muß keine weitere bis jetzt nicht beobachtete Quantenzahl eingeführt werden. Die Frage, ob ein Modell richtig ist oder nicht, muß jedoch letztlich vom Experiment entschieden werden.

1.2. Aufgabenstellung

Seit Einführung der Quarks durch Gell-Mann⁸⁾ und Zweig⁹⁾ wurden, angeregt durch die Erfolge des Quarkmodells, Experimente verschiedenster Art durchgeführt, um zu untersuchen, ob es in der Natur Teilchen mit den Eigenschaften der Quarks gibt. Alle Methoden, Quarks nachzuweisen, beruhen auf einer direkten oder indirekten Messung der Ladung.

Der Versuch, Quarks experimentell nachzuweisen, verlief bislang negativ. Die negativen Ergebnisse bisheriger Beschleu-

* Massam und Zichichi¹³⁾ haben vorgeschlagen, daß auch die Leptonen aus Quarks mit gebrochener elektrischer Ladung aufgebaut sind. Diese leptonischen Quarks könnten bei elektromagnetischen Wechselwirkungen erzeugt werden oder bei Zerfällen hadronischer Quarks auftreten.

nigerexperimente kann man so deuten, daß die Ruhemasse der Quarks größer als $5 \text{ GeV}/c^2$ ist oder die Produktionswirkungsquerschnitte kleiner als 10^{-38} cm^2 sind.

Mit der an den Speicherringen zur Verfügung stehenden Reaktionsenergie gibt es rein kinematisch die Möglichkeit, Quarks mit Massen bis zu $25 \text{ GeV}/c^2$ zu erzeugen. Die in den Speicherringen möglichen Energien standen bislang nur bei Experimenten mit kosmischer Strahlung zur Verfügung. Die Intensität der Teilchen mit Energien, bei denen Quarks mit Massen größer als $5 \text{ GeV}/c^2$ erzeugt werden können, ist jedoch bei der kosmischen Strahlung sehr klein ($\text{ca } 1.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$), sodaß großflächige Detektoren und lange Meßzeiten erforderlich sind. Die bei Experimenten mit kosmischer Strahlung erreichten Grenzen für den Quarkfluß (90% Konfidenz) im Vergleich zum Fluß einfach geladener Teilchen liegen in der Gegend von $10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Dieser Fluß entspricht einem Produktionswirkungsquerschnitt von $\text{ca } 10^{-31} \text{ cm}^2$. Wirkungsquerschnitte dieser Größenordnung können an den Speicherringen innerhalb von wenigen Tagen erreicht werden.

Im vorliegenden Experiment wurde versucht, die kinematischen Möglichkeiten der Speicherringe zur Erzeugung von Quarks mit hohen Massen optimal auszunützen. Aufgabe war es, unter den bei Proton-Proton-Kollisionen erzeugten Sekundärteilchen mit Hilfe eines geeigneten Detektors und selektiver Triggerbedingungen Ereignisse mit den Eigenschaften der Quarks zu suchen und nach anschließender Analyse zu entscheiden, ob unter den ausgewählten Ereignissen Quarks vorkamen.

2. Quarkproduktion

In diesem Abschnitt wird zunächst besprochen, mit welchen Reaktionen möglicherweise Quarks bei Proton-Proton-Streuung an Beschleunigern erzeugt werden können. Aussagen über die entsprechenden Wirkungsquerschnitte sind, da man die Dynamik der Teilchenproduktion bei starker Wechselwirkung nicht kennt, modellabhängig.

Anschließend wird beschrieben, welche Größenordnungen für die Wirkungsquerschnitte man an Hand verschiedener Produktionsmodelle erwartet. Zum Schluß werden die Ergebnisse bisheriger Quarkexperimente zusammengestellt.

2.1. Reaktionsmechanismen

Es gibt keine Experiment-Information, wie Quarks erzeugt werden; falls Quarks wie Hadronen wechselwirken, ist es plausibel, anzunehmen, daß man sie bei Proton-Proton-Streuung durch Paarbildung oder Dissoziation erzeugen kann.

a) Paarbildung: die Quark-Paar-Bildung kann durch folgende Reaktion beschrieben werden:

$$p + p \rightarrow p + p + q + \bar{q} \quad (2.1)$$

Die maximal mögliche Quarkmasse $(M_q)_{\max}$ hängt von der zur Verfügung stehenden Reaktionsenergie ab.

$$(M_q)_{\max} = 1/2 (\sqrt{s} - 2m_p) \quad (2.2)$$

$\sqrt{s}$ = Reaktionsenergie (GeV)

m_p = Masse des Protons (GeV/c^2)

Um eine bestimmte Quarkmasse M_q zu erzeugen, gilt für die Schwellenenergie (im Laborsystem)

$$E_s = 4 M_q (1 + M_q/2m_p) \quad (2.3)$$

Die Schwellenenergie steigt mit dem Quadrat der Quarkmasse an.

b) Dissoziation: die Dissoziation eines Protons kann durch folgende Reaktion beschrieben werden:

$$p + p \rightarrow p + (2q_p + q_n) \quad (2.4)$$

wobei q_p = p-Quark mit $Q = 2/3e$; q_n = n-Quark mit $Q = -1/3e$.

Neben der Baryonendissoziation können Quarks auch durch Mesonendissoziation erzeugt werden:

$$\pi^+ + p \rightarrow p + (q_p + \bar{q}_n) \quad (2.4')$$

$$\pi^- + p \rightarrow p + (\bar{q}_p + q_n) \quad (2.4'')$$

Die Reaktion (2.4) ist, energetisch gesehen, ungünstiger als die Reaktion (2.1). Für die maximale Quarkmasse $(M_q)_{\max}$ gilt, falls $M_{q_p} \approx M_{q_n}$ ist:

$$(M_q)_{\max} = 1/3 (\sqrt{s} - m_p) \quad (2.5)$$

In der Tabelle 2.I sind die maximal erreichbaren Quarkmassen (GeV/c^2) für verschiedene Werte der Primärenergie im Laborsystem (GeV) für die Reaktionen (2.1) und (2.4) zusammengestellt.

Tabelle 2.I

E_{Lab}	$s^{1/2}$	$M_q^{\max} (\text{Paarb.})$	$M_q^{\max} (\text{Diss.})$
28	7.38	2.75	2.15
70	11.61	4.87	3.56
200	19.46	8.79	6.17
400	27.46	12.79	8.84
1485 ⁺	52.78	25.45	17.35

⁺entspricht der Primärenergie von 26.6×26.6 (GeV) an den ISR.

Nimmt man an, daß bei der Quarkproduktion noch andere Hadronen (Bosonen) erzeugt werden, wird die maximal erreichbare Quarkmasse entsprechend kleiner.

Betrachtet man mit J.J. de Swart ¹¹⁾ die Möglichkeit gebundener stabiler Systeme, bestehend aus zwei oder mehr Quarks - sogenannte Polyquarks - deren Masse auf Grund der hohen Bindungsenergien viel kleiner ist (in der Größenordnung einer Nukleonenmasse) als die Masse freier Quarks, erhält man in den obigen Reaktionen wesentlich höhere Werte für die maximal erreichbare Quarkmasse.

Neben den kinematischen Überlegungen müssen bei Anwendung der obigen Reaktionen auf ein Experiment Annahmen über Winkel- und Impulsverteilung gemacht werden, die modellabhängig sind.

2.2. Theoretische Vorhersagen über die Produktionswirkungsquerschnitte

Die theoretischen Vorhersagen über die Produktionswirkungsquerschnitte unterscheiden sich je nach Modell um mehrere Größenordnungen; sie liefern jedoch Hinweise auf die im Experiment anzustrebende Empfindlichkeit und erweisen sich als nützlich beim Vergleich von Ergebnissen verschiedener Experimente.

2.2.1. Das statistische Modell

Hagedorn ¹⁶⁾ und Maksimenko ¹⁷⁾ erhalten nach einer statistischen Abschätzung für den Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung einen Wert, der exponentiell mit der Teilchenmasse abfällt. Die Abhängigkeit von der Primärenergie - für Energien genügend oberhalb der Schwelle - ist schwach.

$$\sigma(q\bar{q}) = 250 \cdot 10^{-27} \cdot (M_q/T_0)^3 e^{-2M_q/T_0} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (2.6)$$

$T_0 = 160 \text{ MeV}$ = kritische Temperatur des statistischen Systems.

Bei Erhöhung der Quarkmasse um eine Nukleonenmasse fällt der Wirkungsquerschnitt um 5 Größenordnungen. Nachstehend

sind die Wirkungsquerschnitte für eine Reihe von Quarkmassen aufgeführt.

M_q	1	2	3	4	10	(GeV/c ²)
σ	$2 \cdot 10^{-28}$	$7 \cdot 10^{-33}$	$8 \cdot 10^{-38}$	$7 \cdot 10^{-43}$	$4 \cdot 10^{-74}$	(cm ²)

Nimmt man an, daß diese Formel sowohl für die Produktion von Quarks - die möglicherweise anderen Wechselwirkungen (z.B. der superstarken) unterliegen - als auch für große Massen gilt, erhält man für $M_q > 3 \text{ GeV/c}^2$ Wirkungsquerschnitte, die außerhalb des experimentell Meßbaren liegen.

Die Vorhersagen des statistischen Modells für die Produktion von Antinukleonen, Antideuteronen und Antihelium-3 stimmen gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. Man muß jedoch Überlegen, ob ein Modell, das die Produktion nur locker gebundener Systeme von Nukleonen beschreibt, auch für die Beschreibung der Produktion stark gebundener Teilchen, aus denen nach dem Quarkmodell die Nukleonen aufgebaut sind, geeignet ist.

Tuan¹⁸⁾ erhält in einem modifizierten statistischen Modell für die Produktion von Teilchen bei hohen Energien ($E \geq 100 \text{ TeV}$) - die kritische Temperatur T_0 ist in diesem Modell nicht konstant, sondern wächst mit der Energie - Werte für σ in der Gegend des geometrischen Wirkungsquerschnittes, $\sigma_G \approx 30 \text{ mb}$.

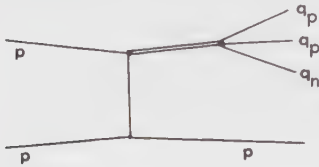
Die nachfolgend besprochenen Modelle liefern Vorhersagen, die leicht im Experiment überprüft werden können.

2.2.2. Diffraktive Modelle

Wenn Quarks durch diffraktive Dissoziation von Hadronen bei hohen Energien erzeugt werden können, werden Wirkungsquerschnitte - wenn die Primärenergie weit über Schwelle liegt - je nach verwendeter Näherung im mb - μb Bereich vor-

hergesagt.

Doher ¹⁹⁾ erhält für den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $p + p \rightarrow p + (2q_p + q_n)$

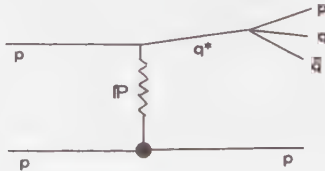


$$\sigma \approx 3.5 \text{ mb}$$

(2.7)

unabhängig von der Masse der Quarks für Primärenergien wesentlich größer als die Schwellenenergie und Impulsüberträge $< 0.5 (\text{GeV}/c)^2$. Die Berechnung wird analog zur Berechnung der Disintegration schneller Deuteronen durchgeführt. Werte von σ in diesem Bereich kann man leicht an den Speicherringen - auch in Gegenwart konkurrierender Reaktionen, die zu einer Verkleinerung von σ führen - überprüfen.

Diffraktive Produktion eines Quark-Antiquark-Paares - mit Austausch einer Pomeranchuk-Trajektorie - kann bei Energien weit über der Schwelle durch folgenden Graphen beschrieben werden:



Der intermediäre Zustand q^* - von dem man annimmt, daß er den Hauptteil der Energie des einfallenden Teilchens erhält - zerfällt in ein Quark-Antiquark-Paar und ein Proton (und möglicherweise einige Pionen). Der minimale Impulsübertrag $(\Delta_{\min})^2$ berechnet sich aus der Masse des intermediären Zustandes $M^* = 2M_q + m_p$ und dem Primärimpuls P : $\Delta_{\min}^2 = (M^{*2} - m_p^2)/4P^2$.

Für den Produktionswirkungsquerschnitt erhält man folgende Abschätzung:

$$\sigma_{\text{Diff}} \approx \sigma_0 \cdot e^{-b \cdot \Delta_{\text{min}}^2} \cdot R(M^*) \quad (2.8)$$

$R(M^*)$ = Strukturfunktion zur Beschreibung des Quarkvertex

$$\sigma_0 \approx 10^{-27} \text{ cm}^2$$

Der Faktor $-b \Delta_{\text{min}}^2$, $b \approx 10(\text{GeV}/c)^{-2}$, beschreibt die Abhängigkeit der diffraktiven Produktion von der Primärenergie.

Der Wirkungsquerschnitt steigt bis zu Energien, die 5 - 6 mal höher sind als die Schwelle für die Produktion des M^* -Systems und bleibt dann annähernd konstant. Für Energien nahe der Schwelle steigt der minimale Impulsübertrag Δ_{min}^2 an und es tritt Unterdrückung des diffraktiven Prozesses ein. Nach diesem Modell und je nachdem welche Annahmen über die Strukturfunktion $R(M^*)$ gemacht werden, erhält man für Primärenergien, die 5 - 6 mal über der Schwelle liegen, Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung von

$$\sigma_{\text{Diff}} \approx (1-10^{-7}) \mu\text{b} \quad (2.9)$$

Maheshwari und Schonberg²⁰⁾ erhalten für die Reaktion $\pi^+ + p \rightarrow p + (q_p + \bar{q}_n)$ - in Analogie zur Deuteronendissoziation - für Quarkmassen bis zu $3 \text{ GeV}/c^2$ und Schwerpunktsenergien im Bereich $3.2 \leq s^{1/2} \leq 7.6$ Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung von

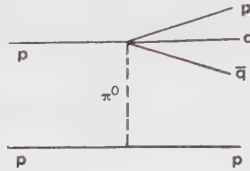
$\sigma \approx (1-500) \mu\text{b} \quad (2.10)$

Die Vorhersagen der diffraktiven Modelle liegen im Bereich der an den Speicherringen erreichbaren Wirkungsquerschnitte.

2.2.3. Periphere Modelle

Chilton, Horn und Jabbur²¹⁾ berechneten die Paarpro-

duktion von Quarks nach dem peripheren Modell unter Berücksichtigung von Absorption nach folgendem Graphen:



und erhalten für Primärenergien > 200 GeV und Reaktionsenergien nicht zu nahe bei der Schwelle Wirkungsquerschnitte im μb Bereich.

Die Massenabhängigkeit ist schwach.

Maheshwari und Schonberg ²⁰⁾ erhalten für die Reaktion $\pi^+ + p \rightarrow p + (q_p + \bar{q}_n)$ und den Graphen



Ähnliche Werte wie beim diffraktiven Modell

$$\sigma = (1 - 500) \mu b \quad (2.11)$$

Auch die Voraussagen des peripheren Modells können durch Experimente an den Speicherringen getestet werden.

2.2.4. Das Modell von Adair und Price

In Analogie zur Antiproton-Produktion - bei 4-facher Schwellenenergie E_s erreicht der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ den Wert von 1 mb und kann durch πa^2 mit $a = \hbar/m_p c$ (Comptonwellenlänge des Protons) charakterisiert werden - erhalten Adair und Price ²²⁾ folgende Näherungen für die Wirkungsquerschnitte bei $p + p \rightarrow p + p + q + \bar{q}$:

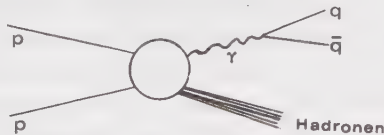
$$\begin{aligned} \text{für } E_s < E < 4E_s & \quad (q\bar{q}) \approx d_0 \left(\frac{E}{3E_s} - 1/3 \right)^2 \\ \text{für } E > 4E_s & \quad (q\bar{q}) \approx d_0 = \pi \frac{h}{M_q c} \end{aligned} \quad (2.12)$$

In diesem Modell steigt der Wirkungsquerschnitt langsam von der Schwelle an und erreicht bei 4-facher Schwellenenergie einen konstanten Wert. Beispielsweise beträgt der Wirkungsquerschnitt für eine Quarkmasse von $10 \text{ GeV}/c^2$ für $E > 4E_s$ $\sigma \approx 4 \mu\text{b}$.

Dieses Modell wird vor allem zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte bei Quarkexperimenten mit kosmischer Strahlung verwendet.

2.2.5. Quarkproduktion durch virtuelle Photonen

In Analogie zur Dilepton-Produktion in pp-Kollisionen durch virtuelle zeitartige Photonen machen Sculli und White²³⁾ Vorhersagen über den Wirkungsquerschnitt für die Paarproduktion punktförmiger Quarks. Die Reaktion kann durch folgendes Diagramm beschrieben werden:



Für Quarkmassen in der Gegend von $3 \text{ GeV}/c^2$ (und punktförmige Quarks) liegt der Wirkungsquerschnitt in der Gegend von 10^{-37} , im Empfindlichkeitsbereich der Quarkexperimente am CERN und in Serpukhov.

Um Produktionswirkungsquerschnitte für Quarkmassen $> 3 \text{ GeV}/c^2$ berechnen zu können, wird vom Dilepton-Wirkungsquerschnitt, der bei 28.5 GeV gemessen wurde²⁴⁾, auf höhere Primärenergien extrapoliert. Die Dilepton-Produktion kann beispielsweise durch das Parton-Antiparton-Annihilationsmodell²⁵⁾ beschrieben werden. Für eine Quarkmasse von $10 \text{ GeV}/c^2$ und

die Ladung $Q = 1/3 e$ erhält man folgende Werte in Abhängigkeit von der Primärenergie:

E (GeV)	$s^{1/2}$ (GeV)	M_q (GeV/c ²)	Q	σ (cm ²)
500	31	10	1/3	$3 \cdot 10^{-39}$
2800	53	10	1/3	$5 \cdot 10^{-38}$

Zusammenfassend muß nochmals festgestellt werden, daß alle diese theoretischen Vorhersagen nur grobe Näherungen darstellen; trotzdem sind sie als Orientierungshilfe für die Durchführung von Experimenten von Nutzen. Mit Ausnahme der Abschätzungen aus dem statistischen Modell für hohe Quarkmassen sind alle Vorhersagen durch Experimente überprüfbar.

2.3. Ergebnisse bisheriger Quarkexperimente

Seit Einführung der Quarks durch Gell-Mann und Zweig wurde eine große Anzahl von Experimenten zum Nachweis dieser "hypothetischen" Teilchen durchgeführt, die alle auf einer direkten oder indirekten Messung der Ladung, dem auffälligsten Merkmal dieser Teilchen, beruhen. Neben Experimenten in der Hochenergiephysik - mit Beschleunigern und mit kosmischer Strahlung - wurde mit verschiedenen chemisch-physikalischen Methoden nach Quarks gesucht.

Nachfolgend werden die Ergebnisse der wichtigsten Experimente - wie sie bei Beginn des hier diskutierten Experiments vorlagen - zusammengestellt (siehe Abb.4).

2.3.1. Experimente an Beschleunigern 26,27)

Experimente zur Suche nach Quarks wurden an allen großen Beschleunigern (CERN PS, BNL AGS, SERPUKHOV, DESY, CEA, SLAC) durchgeführt. In Beschleunigerexperimenten läßt man die - durch geeignete Reaktionen (siehe Abschnitt 2.1.)

erzeugten - Sekundärteilchen einen Detektor, beispielsweise ein Szintillationszählerteleskop, durchqueren; durch Messungen des Energieverlustes und der Geschwindigkeit kann man auf indirekte Weise die Ladung der Teilchen bestimmen. Eine direkte Messung der Ladung ist wegen der hohen Geschwindigkeit nicht möglich.

In Tabelle 1 im Anhang A sind die wichtigsten Experimente und die wesentlichsten Parameter zusammengestellt. In keinem dieser Experimente wurden Quarks beobachtet: dieses negative Ergebnis kann so interpretiert werden: entweder ist die Ruhemasse der Quarks so groß ($>4.8 \text{ GeV}/c^2$), daß sie mit den zur Verfügung stehenden Beschleunigerenergien nicht erzeugt werden konnte oder die Wirkungsquerschnitte für ihre Erzeugung sind so niedrig ($<10^{-38} \text{ cm}^2$), daß die von den Beschleunigern gelieferte Teilchenintensität nicht ausreichte.

2.3.2. Experimente mit kosmischer Strahlung

Die Beschränkung der Teilchenenergie entfällt bei Experimenten mit kosmischer Strahlung. Die Intensität der Teilchen ist jedoch gering und damit sind die erreichbaren Wirkungsquerschnittsgrenzen mehrere Größenordnungen höher als die an Beschleunigern beobachteten Werte. Beispielsweise beträgt die Intensität der Teilchen mit genügend Energie, um Quarks mit Massen $>5 \text{ GeV}/c^2$ zu erzeugen, ungefähr $10^{-3} \text{ (cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{)}$.

Trotz dieser Beschränkung und auch wegen der erfolglosen Suche an den Beschleunigern wurde eine große Zahl von Experimenten mit kosmischer Strahlung, die man in zwei Klassen einteilen kann, durchgeführt.

a) Experimente zum Nachweis relativistischer Quarks ohne Begleitteilchen.

Wegen der exponentiellen Abhängigkeit der Teilcheninten-

sität von der Primärenergie $(N(E)dE = C E^{-2.67} dE, C = 2.6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1})$ nimmt man an, daß die meisten Quarks in der kosmischen Strahlung nahe der Schwellenenergie erzeugt werden und, da der Großteil der zur Verfügung stehenden Energie für die Erzeugung der Quarks aufgewendet wird, nur ein geringer Teil der Energie für Bildung von Schauern übrig bleibt. Nach dieser Vorstellung würden Quarks nur von wenigen Sekundärteilchen begleitet sein: die Gültigkeit dieses Arguments hängt jedoch von der Energieabhängigkeit der Quarkproduktion ab. Bei diesen Experimenten wird die Ladung - ähnlich wie bei Beschleunigerexperimenten - durch Messung der Ionisation mit Szintillationszählerteleskopen bestimmt. Zur Auswahl von Ereignissen, die vom Durchgang eines einzelnen Teilchens herrühren, werden zusätzlich Spurendetektoren (Funkenkammern, Proportionalkammern, Nebelkammern, Streamerkammern) verwendet, die auch bei der Elimination von Untergrund von Nutzen sind.

In keinem dieser Experimente wurden Quarks nachgewiesen; die empfindlichsten Experimente erreichen Grenzwerte für den Fluß F_q unbegleiteter Quarks

$$F_q \leq 10^{-10} \text{ (cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}) \quad (2.13)$$

Eine vollständige Zusammenstellung und Diskussion dieser Experimente findet sich in den Arbeiten von Massam ²⁶⁾, Jones ⁴¹⁾, Kim und Kwak ⁴²⁾.

Die erwähnte Methode ist nur dann anwendbar, wenn man annehmen kann, daß die Quarks beim Durchgang durch die Atmosphäre nur wenig abgebremst wurden: anderenfalls muß zusätzlich zur Ionisation Impuls oder Geschwindigkeit gemessen werden; will man auch ganzzahlige Quarks oder massive Teilchen der Ladung 1 nachweisen, muß neben Impuls und Geschwindigkeit die Ionisation oder Reichweite gemessen werden. Auch in diesen Experimenten, die relativistische Experimente ergänzen, wurden keine neuen Teilchen nachgewiesen. Die erreichten Flußgrenzen liegen in der Gegend von $F_q \leq 10^{-8} \text{ (cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1})$. ⁴²⁾

b) Quark-Suche in Luftschauern großer Dichte

Wenn man annimmt, daß Quarks vornehmlich bei sehr hohen Energien - $E \approx 10^6$ GeV - erzeugt werden, werden sie von einer großen Zahl von Sekundärteilchen begleitet sein, die die Oberfläche der Erde in Form eines sich schnell bewegenden Schauers, der hauptsächlich aus Myonen und Elektronen besteht, erreichen. Nahezu alle Teilchen sind in der Schauerfront konzentriert, die eine Dauer von größenordnungsmäßig 10 - 20 nsec hat und Flächen bis zu mehreren km^2 bedecken kann. Auf die sich schnell bewegende Schauerfront mit großer Teilchendichte folgt ein langer Schwanz sich langsam bewegendes Teilchen, hauptsächlich Nukleonen und schwerere Teilchen.

Hier kann man zwei Gruppen von Experimenten unterscheiden. In der ersten Gruppe wird mit großflächigen Detektoren, die ein gutes Ortsauflösungsvermögen und eine gute Mehrspurensprechwahrscheinlichkeit haben, nach relativistischen schwach ionisierenden Teilchen in den Kernen von Luftschauern gesucht. In diese Gruppe gehören die Experimente von Mc Cusker et al.⁴³⁾, der mit Nebelkammern in Luftschauern nach Quarks gesucht hat und in seinen ersten Arbeiten fünf Spuren mit deutlich geringerer Tröpfchendichte als minimum ionisierende Spuren gefunden hat, die als Quarks interpretiert wurden. Das Experiment wurde wegen der Nebelkammertechnik, der statistischen Analyse sowie wegen der Behandlung des relativistischen Anstiegs der Tröpfchendichte mehrfach kritisiert⁴⁴⁻⁴⁷⁾. Dabei wurden überzeugende andere Erklärungen für die fünf anomalen Spuren gefunden. Eine Wiederholung des Experiments unter verbesserten Bedingungen - zusätzlich war die Meßzeit um den Faktor 2.3 verlängert worden - durch dieselbe Gruppe und durch andere Gruppen konnten das ursprüngliche Ergebnis nicht bestätigen.

In der zweiten Gruppe von Experimenten wurde unter den langsamen schweren Teilchen im Schwanz der Schauerfront nach Quarks gesucht. Die Methode besteht darin, einen Quark-Detektor für eine bestimmte Zeit nach Durchgang der Schauer -

front abzuschalten. Die Verzögerungszeit hängt von der Quarkmasse, der Höhe des Erzeugungsortes, der Energie bei der Erzeugung und vom Energieverlust in der Atmosphäre ab. Als Nachweisgeräte werden vor allem Ionisations-Kalorimeter (Jones et al. 48) verwendet; die Methode hat den Vorteil, daß jedes schwere Teilchen unabhängig von seiner Ladung nachgewiesen werden kann.

Auch unter dieser Gruppe von Experimenten gab es solche mit positiven Ergebnissen, die jedoch einerseits im Widerspruch zu anderen Messungen waren hinsichtlich der erreichten Flußgrenzen (Dardo et al. 49) oder deren Interpretation - wegen der verwendeten Nachweisteknik und wegen ungenügender Eichung des Detektors - angezweifelt werden kann 50).

Kim und Kwak geben einen vollständigen Überblick über die Experimente zur Suche nach Quarks in Luftschauern 42).

Abschließend kann gesagt werden, daß auch die Experimente mit kosmischer Strahlung keinen eindeutigen Beweis für die Existenz freier Quarks erbracht haben.

2.3.3. Quarksuche mit physikalisch-chemischen Methoden

Neben den bereits erwähnten Experimenten wurde auch in einer Reihe von Experimenten in Materie nach "gestoppten" Quarks gesucht. Wenn es stabile Quarks gibt, dann sollten sie sich entweder seit Entstehung der Erde in der Erdmaterie befinden oder im Laufe der Zeit mit der kosmischen Strahlung zur Erde gelangt sein und sich dort angesammelt haben. Beispielsweise könnte ein Quark mit positiver Ladung ein Elektron einfangen und ein "Quark-Atom" bilden, während ein Quark negativer Ladung - ähnlich dem K-Einfang - in den Bohr'schen Bahnen der Atome eingefangen werden könnte, woraus ein "quarkartiges Atom" entstehen würde. Die Untersuchung von Stichproben von Erdmaterie auf Anomalien der Ladung ist eine geeignete Methode, Quarks nachzuweisen. Die Konzentration von Quarks in Materie kann man abschätzen, wenn man die

folgenden Annahmen macht: seit Entstehung der Erde (Alter der Erde $T = 1.5 \times 10^{17}$ sec) sind Quarks aus der kosmischen Strahlung zur Erde gelangt und haben sich dort - hauptsächlich in den Ozeanen - angesammelt und sich im Laufe der Zeit bis zu einer Tiefe von ca 2.5 km ($y \approx 2.5 \times 10^5$ g/cm²) verteilt. Nimmt man für den Fluß der Quarks den aus den Experimenten mit kosmischer Strahlung ermittelten Grenzwert ($F_q \approx 5 \times 10^{-11}$ cm⁻²sec⁻¹sr⁻¹) erhält man für die Konzentration von Quarks/Nukleon in Erdmaterie ρ_q :

$$\rho_q \approx (\pi \cdot F_q \cdot T) / (A \cdot y) \approx 2 \times 10^{-22} \quad (2.14)$$

wobei A = Avogadro'sche Zahl = 6.0×10^{23} (Mol⁻¹)

Dieser Abschätzung zufolge müßte ein Gramm Materie ca 120 Quarks enthalten. Auf Grund von Mischungsvorgängen und Konvektion dürfte die erwartete Konzentration um einige Größenordnungen niedriger sein.

Verschiedene Methoden wurden angewendet, um Quarks in Materie nachzuweisen:

- optische Spektroskopie
- Massenspektroskopie
- Millikan'sche Öltröpfchen-Methode
- magnetische Levitometer

In spektroskopischen Messungen wurden folgende Werte für die Quark-Konzentration/Nukleon ermittelt:

$$\text{für Seewasser} \quad \leq 10^{-18}$$

Die massenspektroskopischen Experimente lieferten folgende Werte:

$$\text{für Seewasser} \quad \leq 10^{-27}$$

$$\text{für Luft} \quad \leq 10^{-30}$$

Die empfindlichsten Experimente nach der Millikan-Methode und die Levitometer-Experimente - dabei werden in einem magnetischen Potentialtopf diamagnetische Stichproben (z.B. Graphit) mit Hilfe eines elektrischen Feldes zum Schwingen gebracht und die Schwingungsamplitude, die proportional der Ladung ist, gemessen - ergeben für die Konzentration von

Quark/Nukleon

für Graphit	$\leq 10^{-16}$
für Eisen	$\leq 10^{-19}$
für Mineralöl	$\leq 10^{-17}$

Auch in diesen Experimenten wurden keine Quarks nachgewiesen. Eine umfassende Diskussion der Experimente zur Quarksuche in Materie findet sich in der Arbeit von Kim⁵¹⁾.

3. Beschreibung der Meßapparatur

In diesem Abschnitt werden zunächst Nachweisprinzip und Meßmethode erläutert; anschließend werden die Speicherringe und der Aufbau des Experiments an den Speicherringen beschrieben. Es folgt die Darstellung der Ereignisauswahl und der Nachweiseigenschaften.

3.1. Nachweisprinzip

Ein Teilchen, das in einem Stoßprozeß erzeugt wird, kann durch seine Masse, seine elektrische Ladung Q (gemessen in Einheiten der elektrischen Elementarladung e) und seine Geschwindigkeit beschrieben werden, ferner durch eine Reihe von Quantenzahlen, die jedoch für die weitere Betrachtung irrelevant sind. Eine direkte Messung der Ladung - analog dem Millikanversuch - ist im Prinzip möglich. Der Schwierigkeit wegen, hochenergetische Quarks, wie sie bei Stoßprozessen an Beschleunigern erzeugt werden, abzubremsen und in einem geeigneten Detektor einzufangen, wurde die Ladung jedoch indirekt - durch Messung von Energieverlust und Geschwindigkeit - bestimmt. Der mittlere Energieverlust durch Ionisation ist dem Quadrat der Ladung proportional. Für ein Quark der Ladung $Q = 1/3 e$ erwartet man eine um $1/9$ kleinere mittlere Ionisation als für ein einfach geladenes Teilchen gleicher Geschwindigkeit. Dieser Unterschied im Ionisierungsvermögen wurde in diesem Experiment zur Unterscheidung von Quarks und ganzzahlig geladenen Teilchen ausgenutzt, wobei jedoch durch die nicht bekannte Masse der Quarks bei $\beta \approx c$ einige Limitierungen der Methode auftreten.

Da die verwendeten Detektoren nicht nur auf - eventuelle - Quarks, sondern auch auf die bei der Wechselwirkung von Pro-

tonen erzeugten Sekundärteilchen ansprechen, versagt die Methode, wenn ein Quark und ein ganzzahlig geladenes Teilchen gleichzeitig den Detektor durchqueren.

3.1.1. Meßmethode und Wahl des Detektors

Neben der Geschwindigkeitsabhängigkeit ist der Energieverlust durch Ionisation auch großen statistischen Schwankungen (Landau-Vavilov-Verteilung) unterworfen, die zusammen mit den Fluktuationen im Detektor das Auflösungsvermögen bestimmen. Es gibt daher eine bestimmte Wahrscheinlichkeit, daß ein einfach geladenes Teilchen in einem Detektor ein für Quarks charakteristisches Signal liefert und umgekehrt. Abb. 5 zeigt die relativen Energieverlustverteilungen für Teilchen der Ladung $Q = 1 e$, $Q = 2/3 e$ und $Q = 1/3 e$ beim Durchgang durch einen 2 cm dicken Szintillationszähler ($\beta = 0.96$). Die Verteilungsbreite ist nahezu unabhängig von der Dicke des bremsenden Materials: wegen der Überlappung der Verteilungen ist mit einer Einzelmessung des Energieverlustes nur dann, wenn Quarks und "normale" Elementarteilchen etwa dieselbe Produktionsrate haben, ein gesicherter Nachweis möglich. Je kleiner der Anteil der nachzuweisenden Quarks und je näher ihre Ladung bei der Ladung der "normalen" Elementarteilchen liegt, um so unsicherer wird der Nachweis. Um eine statistisch signifikante Aussage über die Ionisation, bzw. die Ladung des Teilchens zu machen, sind mehrere unabhängige Messungen des Ionisierungsvermögens des Teilchens und eine Messung der Geschwindigkeit erforderlich. Die zu erwartende Konsistenz der Ionisierungsverluste eines Teilchens beim Durchgang durch mehrere Zähler und eine geeignete **Auswerte-Methode** gestatten eine eindeutige Unterscheidung zwischen Teilchen verschiedener Ladung mit sehr unterschiedlichen Produktionsraten.

Der Nachweis von Quarks geht also in zwei Schritten vor sich:

- a) durch elektronische Selektion wird während der Datennahme unter den Teilchen, die den Detektor durchqueren, eine Klasse von Ereignissen ausgewählt, die Quark-Kandidaten enthalten könnten.
- b) bei der Auswertung wird die Konsistenz der Ionisationsverluste der Quark-Kandidaten mit Hilfe einer geeigneten statistischen Methode untersucht.

Als Detektor wurde der Szintillationszähler gewählt. Szintillationszähler eignen sich sowohl zur Energieverlustmessung - zwischen abgegebenem Energieverlust und Ausgangsimpulshöhe besteht in erster Näherung ein linearer Zusammenhang - als auch, auf Grund des guten zeitlichen Auflösungsvermögens, zur Geschwindigkeitsmessung. Ein weiterer Vorteil des Szintillationszählers besteht darin, daß der relativistische Anstieg der Ionisation nach dem Minimum ($\gamma \approx 3$) durch den Dichteeffekt kompensiert wird, sodaß bei relativistischen Teilchen ($\gamma \geq 3$) die Ladung aus Pulshöhenmessungen allein bestimmt werden kann.

Im vorliegenden Experiment wurde das zur Trennung von Quarks und ganzzahlig geladenen Teilchen erforderliche Trennvermögen durch Ionisationsmessungen mit Szintillationszählerteleskopen - jedes Teleskop bestand aus 9 Zählern - erreicht. Die Geschwindigkeit des Teilchens wurde aus Flugzeitmessungen ermittelt. Wieviele unabhängige Ionisationsmessungen zur einwandfreien Trennung im Einzelfall erforderlich sind, hängt vom Untergrund ab. Messungen an einem Teststrahl am PS ergaben für ein Teleskop mit 9 Zählern für relativistische Teilchen der Ladung $Q = 1/3e$ eine Trennschärfe von 10^{-9} *.

Die Verwendung von Proportionalkammern ermöglicht - nach Rekonstruktion der Teilchenspur in der Auswertephase - die Auswahl von Ereignissen, die vom Durchgang eines einzelnen, aus dem Wechselwirkungsvolumen stammenden Teilchens herrühren und damit die Beseitigung von Untergrundereignissen,

* Die berechnete Trennschärfe für 9 Zähler beträgt ca 10^{-12} .

ferner die Bestimmung des Durchgangsortes des Teilchens in den jeweiligen Zählern; mit Hilfe dieser Information können Uniformitätsschwankungen der Pulshöhen und Flugzeitschwankungen korrigiert werden.

3.2. Aufbau der Meßanordnung

Beim Aufbau eines Experimentes zum Nachweis von Quarks an den Speicherringen sind vor allem zwei Punkte zu beachten:

- a) Multiplizität: bei Proton-Proton-Stößen im Energiebereich der Speicherringe können viele Sekundärteilchen im Endzustand auftreten. Die Multiplizität für geladene Teilchen ist proportional zu $\log s$ (s = Quadrat der Reaktionsenergie). Aus diesem Grunde wurde der Apparat aus unabhängigen Teleskopen aufgebaut und die Zähler der einzelnen Teleskope, vor allem in Vorwärtsrichtung, klein gewählt.
- b) Winkelverteilung: an den Speicherringen fallen Laborsystem und Schwerpunktssystem praktisch zusammen. Daher hängt die Akzeptanz des Apparates kritisch von der Winkelverteilung der nachzuweisenden Teilchen ab. Um Quarks aus verschiedenen Produktionsmechanismen nachweisen zu können, wurden die Teleskope so aufgestellt, daß Produktionswinkel zwischen 0° und 90° erfaßt werden.

Bevor der Aufbau der Meßanordnung weiter besprochen wird, folgt eine kurze Beschreibung der Speicherringe.

3.2.1. Die CERN-Proton-Speicherringe (ISR)

Abb. 6 zeigt eine schematische Darstellung der Speicherringe. Die beiden Ringe (jeder Ring ist ein Quadrat mit ab-

gerundeten Ecken) sind um 45° gegeneinander verschoben, so daß in regelmäßigen Abständen insgesamt 8 Kreuzungsstellen auftreten, an denen sich die gegenläufigen Protonenstrahlen unter einem Winkel von 15° schneiden. Die Strahlen sind ungefähr 6 cm breit und 0.5 cm hoch, das Wechselwirkungsvolumen an der Kreuzungsstelle hat die Form eines Diamanten und ist ungefähr 50 cm lang.

Der wesentliche Vorteil von Speicherringen gegenüber konventionellen Beschleunigern - dort werden die Teilchenstrahlen auf ein ruhendes Target geschossen - ist, daß bei kleinen Schnittwinkeln der Teilchenstrahlen nahezu die gesamte Energie der beiden Strahlen als Reaktionsenergie $s^{1/2}$ für die Erzeugung sekundärer Teilchen zur Verfügung steht. Für die Reaktionsenergie $s^{1/2}$ gilt, wenn beide Strahlen gleiche Energie haben:

$$s^{1/2} = (4m_p^2 + 4p^2 \cos^2 \theta/2)^{1/2} \approx 2E (1 - \theta^2/8) \approx 2E \quad (3.1)$$

wobei p = Impuls der Protonen (GeV/c); m_p = Protonmasse (GeV/c²)
 θ = Schnittwinkel der Strahlen = 15° ; $\cos \theta \approx 1$

An den Speicherringen fällt das Laborsystem praktisch mit dem Schwerpunktssystem zusammen: das hat den Vorteil, daß der Teilchennachweis mit Standardtechniken, wie sie von Experimenten am PS bekannt sind, durchgeführt werden kann.

In der Tabelle 3.1 sind die Energien der Teilchenstrahlen, mit denen die Speicherringe betrieben werden, die entsprechende Reaktionsenergie und die Energie $E_{\text{äq}}$ eingetragen. $E_{\text{äq}}$ ist die äquivalente Energie, die ein Beschleuniger mit stationärem Target haben müßte, um dieselbe Reaktionsenergie zu erreichen.

Der Vorteil hoher Reaktionsenergie ist nur dann von Nutzen, wenn Teilchenstrahlen genügend hoher Intensität - viel höher als vergleichsweise im PS - aufgebaut werden können. Zur Erreichung hoher Intensitäten werden viele Synchrotronpulse in den Speicherringen gestapelt (Stacking-Verfahren). Die maximal erreichbare Intensität eines Teilchenstrahles hängt vom

Tabelle 3.I.

E (GeV)	$s^{1/2}$ (GeV)	$E_{\text{Äq}}$ (GeV)
11.7	23.5	293
15.3	30.4	493
22.5	44.5	1054
26.6	53.0	1485
31.5 ⁺	63.0	2100

⁺ mit Nachbeschleunigung in den ISR.

Verhältnis des Phasenraumes in den ISR zum Phasenraum im PS ab. Für die Zahl der gespeicherten Protonen N_s pro Ring gilt:

$$N_s = \eta N_A \frac{(\Delta p \Delta \varphi)_{\text{ISR}}}{(\Delta p \Delta \varphi)_{\text{PS}}} \quad (3.2)$$

wobei $N_A = 5 \times 10^{10}$ Protonen/Paket

η = Verlustfaktor des Transfersystems ≈ 0.5
 $(\Delta p \Delta \varphi)_{\text{PS}}$ = Phasenraum des Strahls im PS = $7 \times \pi / 4$
 $= 5.5$ (MeV·rad)
 $(\Delta p \Delta \varphi)_{\text{ISR}}$ = Phasenraum des Strahls in den ISR:
 $= 500 \times 2\pi \cdot 30^* = 9.4 \times 10^4$ (MeV·rad)

Damit erhält man bei einer Impulsunschärfe $(\Delta p/p) = 2\%$ bei einer Energie von 25 GeV für N_s :

$$N_s \approx 4.5 \times 10^{14} \quad (3.3)$$

Die Wechselwirkungsrate R - für eine Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt σ - kann bei gleicher Intensität in beiden Ringen und gleichmäßiger Dichteverteilung der Protonen, nach folgender Formel berechnet werden:

$$R = \frac{\sigma c}{h \tan \theta / 2} \cdot \left(\frac{N_s}{2\pi r} \right)^2 = \frac{\sigma^2}{e^2 c \tan \theta / 2} = L \sigma \quad (3.4)$$

mit c = Lichtgeschwindigkeit

σ = Wirkungsquerschnitt (cm^2)

*30 ist die "harmonische" Zahl, die definiert ist als das Verhältnis von beschleunigender Hochfrequenz zu Umlauffrequenz der Protonen im Ring.

h = Strahlhöhe (cm)

r = Radius der ISR = 150 m

L = Luminosität = $I^2 / (h e^2 c \tan \theta / 2) = K_L \cdot I^2 / h$

$K_L = (1/e^2 c \tan \theta / 2) = 10^{28} (\text{A}^{-2} \text{cm}^{-1} \text{sec}^{-1})$

I = Strom (A) = $N_s e c / 2 \pi R$

Wenn in Ring 1 der Strom $I_1(\text{A})$ und in Ring 2 $I_2(\text{A})$ fließt und die beiden Strahlen vertikale Dichteverteilungen $\rho_1(z-z_1)$ bzw. $\rho_2(z-z_2)$ haben und die Zentren der beiden Strahlen um $\delta = z_1 - z_2$ gegeneinander verschoben sind, erhält man für die Luminosität ⁵²:

$$L(\delta) = K_L \cdot I_1 \cdot I_2 \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_1(z) \rho_2(z-\delta) dz \quad (3.5)$$

$$= K_L \cdot I_1 \cdot I_2 / h_{\text{eff}}$$

wobei $h_{\text{eff}}^{-1} = [\text{effektive Strahlhöhe}]^{-1} = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_1(z) \rho_2(z-\delta) dz$

und $\int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{1,2}(z) dz = 1$

Wenn in beiden Ringen Ströme von je 20 A fließen, beträgt die maximale Luminosität bei einer Impulsdispersion $(\Delta p/p) = 2\%$ bei der Energie von 25 GeV und einer effektiven Strahlhöhe von 1 cm

$$L = 4 \times 10^{30} (\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}) \quad (3.6)$$

Die entsprechende Wechselwirkungsrate bei einem Wirkungsquerschnitt von 40 mb beträgt:

$$R = 1.6 \times 10^5 (\text{sec}^{-1}) \quad (3.7)$$

Zum Vergleich beträgt die Luminosität L_T für ein Wasserstofftarget der Länge $l = 30 \text{ cm}$ ($\rho = 0.0708 \text{ g/cm}^3$, $N_A = 6.0 \times 10^{23} \text{ Mol}^{-1}$), das mit $N = 10^{12}$ Protonen/sec beschossen wird:

$$L_T = N(N_A \cdot l \cdot \rho) = 1.2 \times 10^{36} (\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}) \quad (3.8)$$

Bei einem Wirkungsquerschnitt von 40 mb beträgt die der Luminosität entsprechende Wechselwirkungsrate $R_T = 5 \times 10^{10}$ (sec^{-1}). Die Wechselwirkungsrate der ISR ist um 5 Größenordnungen kleiner als die an einem konventionellen Beschleuniger erreichbare. Das wirkt sich für die Größe der Wirkungsquerschnitte, die an den Speicherringen erreicht werden können, aus.

Neben der erreichbaren Wechselwirkungsrate interessiert für die Durchführung eines Experiments der zu erwartende Untergrund. Zahl der Untergrundereignisse und Zerfallsrate des Strahles sind dem Restgasdruck in der Vakuumkammer proportional. Zur Zeit des Experiments betrug der mittlere Druck in den Vakuumkammern ca 10^{-11} Torr.

Die Stöße der umlaufenden Protonen mit den Restgasmolekülen führen zu Strahlverlusten (Kernstreuung) und zu schrittweiser Auffächerung des Strahles in der Höhe durch Coulombstreuung und damit zur Verkleinerung der Luminosität.

Um Untergrund und Streuung der austretenden Teilchen an den Kreuzungsstellen klein zu halten, wurden spezielle dünnwandige Vakuumkammern entwickelt, damit die gestreuten Teilchen möglichst wenig Material zu durchlaufen haben. Im vorliegenden Experiment bestand der zentrale Bereich der Kreuzungsstelle aus einer dünnwandigen Kammer (Wandstärke 0.3 mm) in der Form eines abgestuften Doppelkegels. Den Anschluß an die Standardkammer (2 mm) bildeten dünnwandige Rohre (Wandstärke 0.15 mm), deren Wände durch Riffelungen verstärkt waren (Abb. 7).

Untergrundereignisse können durch kinematische Kriterien (Koinzidenz zwischen zwei, in entgegengesetzte Richtung auslaufenden Sekundärteilchen, die das Wechselwirkungsvolumen unter kleinen Winkeln verlassen) oder durch Rekonstruktion von Spuren zum Wechselwirkungsvolumen ausgeschieden werden. Strahl-Vakuumkammer-Kollisionen, die sich durch momentanes Ansteigen der Untergrundzählraten anzeigen, können durch geeignete elektronische Schaltungen ausgeschieden werden.

Zusammenfassend werden die wesentlichen Vorteile der ISR für die Durchführung eines Quark-Experiments angeführt:

- Quarks mit Massen bis zu $25.45 \text{ GeV}/c^2$ (bei der Primärenergie von 26.6 GeV) können nachgewiesen werden.
- Quarks, die bei 0° im Schwerpunkssystem erzeugt werden, können wegen der Bewegung des Schwerpunktes im Laborsystem der ISR, $\beta \approx \theta/2 = 0.131$, die Vakuumröhre verlassen und zur Beobachtung gelangen.*
- die Speicherringe bilden eine kontinuierliche Strahlungsquelle (100% duty cycle).

3.2.2. Anordnung der Quark-Zählerteleskope an der Kreuzungsstelle

Der Aufbau der gesamten Meßapparatur an der Kreuzungsstelle 4 der ISR ist in der Abb. 8 maßstabgerecht dargestellt. Der Detektor bestand aus den Zählerteleskopen α , β , δ , A, W, L zur Quarkidentifizierung und den Zählerteleskopen U und BG zur Luminositäts- und Untergrundmessung. Jedes Teleskop bestand aus 9 Szintillationszählern. Als Photomultiplier wurde der Typ 56 DVP von VALVO verwendet.

Die Zählerteleskope wurden mit Ausnahme von Teleskop A senkrecht und symmetrisch zur Strahlebene von Strahl 1 und Strahl 2 aufgebaut. Teleskop A befand sich zur Erfassung kleinstmöglicher Winkel unmittelbar über der Vakuumkammer von Ring 1. Jedes Teleskop war mit einem Satz von 3 Proportionalkammern (Teleskop α , β , δ wurden von einem einzigen Kammer-system überdeckt) mit je 2 Ebenen ausgerüstet (insgesamt 5000 Drähte). Zusätzlich war jedes Teleskop mit zwei Antikoinzidenzzählern ausgerüstet.

Da Produktionsmechanismus und Winkelverteilung der erzeugten Quarks unbekannt sind, wurden die Teleskope in diesem Experiment so angeordnet, daß Produktionswinkel von $0^\circ - 90^\circ$

*So fiele - beispielsweise - ein Quark der Masse $10 \text{ GeV}/c^2$, das bei 0° erzeugt wird und einen Impuls zwischen 3.5 und $6 \text{ GeV}/c$ oder zwischen 9 und $18 \text{ GeV}/c$ hat, in die Akzeptanz der Teleskope.

erfaßt werden konnten. Mittlerer Winkel eines jeden Teleskops, Winkelbereich im Laborsystem und der erfaßte Raumwinkel sind in Tabelle 3.II zusammengestellt.

Tabelle 3.II

Teleskop	Mittlerer Winkel im Laborsystem (Grad)	Winkelbereich (mrad)	Raumwinkel (msr)
A	0.9	9- 24	0.36
W	2.4	20- 62	0.46
α	7.8	104- 170	5.4
β	12.7	190- 255	4.6
δ	27.1	390- 555	8.6
L	97.3	1540-1840	22.8

Da die einzelnen Teleskope elektronisch voneinander unabhängig waren, bestand auch bei Ereignissen mit hoher Multiplizität (bei $s^{1/2} = 53$ GeV beträgt die mittlere Multiplizität ≈ 12 Sekundärteilchen) die Möglichkeit, Quarks nachzuweisen.

Die tatsächlich beobachtete Multiplizität setzt sich zusammen aus der Anzahl der primär bei der pp-Kollision erzeugten Sekundärteilchen und der Anzahl derer, die sekundär beim Austritt aus der Vakuumkammer erzeugt werden. Da umso mehr dieser letzteren Sekundärteilchen entstehen, je mehr Weg in der Kammerwand das Primärteilchen zurücklegt, war die Verwendung einer dünnwandigen Vakuumkammer von entscheidender Bedeutung im vorliegenden Experiment.

Die Multiplizität bestimmte auch die Wahl der Zählergröße: ein Quark konnte, da im Experiment Pulshöhe und Flugzeit gemessen wurden, nur eindeutig nachgewiesen werden, wenn es nicht von einem zweiten Teilchen begleitet war. Um die Wahrscheinlichkeit für Begleitteilchen zu minimalisieren,

wurden die Zähler der einzelnen Teleskope (besonders bei den Teleskopen in Vorwärtsrichtung) klein gewählt. Testmessungen an den Speicherringen waren ausschlaggebend bei der Festlegung der endgültigen Zählergröße. Dabei wurde die Gesamtheit der inelastischen Ereignisse (berechnet aus Messungen der Luminosität) mit der Anzahl der Ereignisse verglichen, die vom Durchgang eines einzelnen Teilchens* durch ein Teleskop herrührten.

Die Dimensionen der einzelnen Zähler sind in Tabelle I im Anhang B zusammengestellt. Die Zähler der einzelnen Teleskope waren in gleichen Abständen über die gesamte Flugstrecke (2 m für die Teleskope α , β , A, W und L; 1.5 m für das Teleskop δ) verteilt. Die genauen Zählerabstände von der Kreuzungsstelle und die Flugstrecken, bezogen auf den ersten Zähler eines jeden Teleskops, sind in Tabelle II im Anhang B zusammengestellt.

Testmessungen an den Speicherringen zeigten einen beträchtlichen Untergrund an weichen γ -Schauern in Vorwärtsrichtung: deswegen wurden die Teleskope A und W zur Erhöhung der Trennschärfe mit einem zusätzlichen 10. Zähler ausgerüstet.

Um Untergrundereignisse auszuschließen, die Signale mit kleinen Pulshöhen liefern können, wurden beim Aufbau und bei der Konstruktion der Teleskope folgende Fehlerquellen so weit wie möglich vermieden:

a) Randeffekte: einfach geladene Teilchen können eine quark-ähnliche Pulshöhe aufweisen, wenn sie den Szintillator am Rand nur teilweise durchqueren. Die Geometrie der Zähler und die Anordnung der Zähler im Teleskop wurden daher so gewählt, daß nicht mehr als 3 Zählerränder ausgerichtet waren.

*Selbst in Teleskop A, das in Vorwärtsrichtung die kleinsten Produktionswinkel erfaßte und die größte Zählrate aufwies, waren es bei Multiplizitäten entsprechend höchsten ISR Energien nur 10% der Ereignisse; weniger als 0.4% der Ereignisse waren solche, die vom Durchgang mehrerer Teilchen stammten.

b) Čerenkov-Effekt im Lichtleiter: beim Durchgang eines schnellen Teilchens durch Lichtleiter aus Plexiglas entsteht Čerenkov-Licht, das ein Ereignis mit niedriger Ionisation vortäuschen kann. Aus diesem Grunde wurde das Ende des Szintillators so geformt, daß es direkt auf den Photomultiplier (56 DVP) aufgesetzt werden konnte (Abb. 9). Teilchen, die diesen Lichtleiter aus Szintillatormaterial durchqueren, erzeugen hohe Pulshöhen, die nicht mit quarkähnlichen Signalen verwechselt werden können.

c) Čerenkov-Effekt in der Glasröhre des Photomultipliers: schnelle Teilchen, die durch die Glasröhre des Multipliers gehen, ergeben Ereignisse mit kleiner Pulshöhe. Der Durchgang eines Teilchens durch den Multiplier und den Lichtleiter wurde durch Antikoinzidenzzähler (2 pro Teleskop) angezeigt und in Pattern Units registriert.

3.2.3. Die Proportionalkammern

Wie bereits erwähnt und aus Abb. 8 ersichtlich, waren die Quarkteleskope mit Proportionalkammern ausgerüstet. Der von den Teleskopen α , β und δ erfaßte Raumwinkelbereich wurde von einem einzigen Kammerssystem überdeckt, die übrigen Teleskope waren jeweils mit einem eigenen Kammerssystem ausgerüstet. Insgesamt waren im Experiment 12 Proportionalkammern eingesetzt (5000 Signaldrähte). Jedes Kammerssystem bestand aus drei ähnlich aufgebauten Kammern. Die empfindliche Fläche der Kammern wurde so gewählt, daß der gesamte Raumwinkel des entsprechenden Teleskops (bzw. der Teleskope) überdeckt wurde. Die Kammern enthielten zwei zueinander senkrecht stehende Signaldrahtebenen. Bei einem Teil der Kammern waren, zur Vermeidung von Vieldeutigkeiten (in der Zuordnung von Projektionen) bei der Rekonstruktion der Spuren, die senkrechten Signaldrähte durch um 15° gegen die Vertikale geneigte ersetzt.

Die wesentlichen Konstruktionsdaten der Kammern sind:

Drahtabstand

2 mm

Ebenenabstand	8 mm
Dicke des Drahtes (vergoldeter Wolframdraht)	20 μ

Die empfindlichen Flächen der einzelnen Kammern sind in Tabelle 3.III. zusammengestellt.

Tabelle 3.III.

Teleskop	Kammer 1 (mm ²)	Kammer 2 (mm ²)	Kammer 3 (mm ²)
α, β, δ	256 x 640	256 x 1024 ^{a)}	384 x 1152 ^{a)}
A	128 x 256	128 x 256	128 x 256
W	128 x 384	128 x 384	128 x 384
L	128 x 512	256 x 768 ^{a)}	384 x 1024 ^{a)}

Die meisten Kammern waren in München (MPI) hergestellt worden; Herstellungsverfahren (Sandwich-Bauweise aus Schaumstoffplatten) und Test sind in einem internen Bericht ⁵³⁾ dargestellt.

Die mit ^{a)} bezeichneten Kammern waren im CERN hergestellt und von der "Split Field Magnet" Gruppe für das vorliegende Experiment zur Verfügung gestellt worden; diese Gruppe stellte auch die Verstärker- und Ausleseelektronik für alle Kammern zur Verfügung. Mechanischer Aufbau, Wirkungsweise und Test der Kammern und der verwendeten Elektronik sind ausführlich beschrieben in ⁵⁴⁾.

Als Zählgas wurde das sogenannte "magische Gas" verwendet, das aus folgenden drei Komponenten besteht:

Argon	75.8 %
Isobutan	23.8 %
Freon 13B1 (CF_3Br)	0.41%

Argon wurde vor der Mischung mit den anderen Komponenten durch Methylal (ca 4% bei Temperatur 0°C) geleitet. Die aus der Verwendung von Freon (elektronegative Eigenschaften) resultierenden Probleme beim Nachweis von Quarks werden später diskutiert.

Die Auflösungseigenschaften der Kammern wurden mit einem Teststrahl am Synchrozyklotron (CERN) untersucht. Für die Ortsauflösung erhielt man einen vom Einfallswinkel α der Teilchen abhängigen Wert:

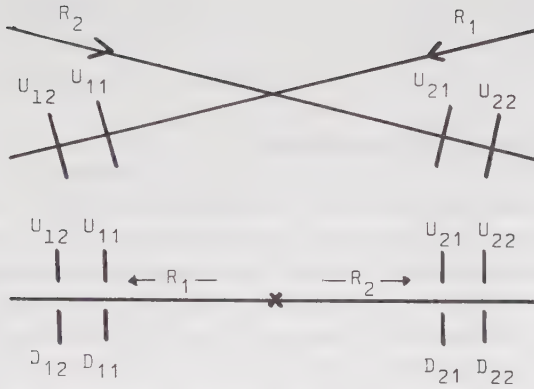
$$s = 0.6/\cos\alpha \quad (\text{mm}) \quad (3.9)$$

Für die Ansprechwahrscheinlichkeit von 100% (Betriebsspannung 4.8 kV) betrug die Zeitauflösung (Jitter) 60 ns. Beim Betrieb der Kammern an den Speicherringen kamen weitere 10 ns dazu, bedingt durch Dispersion in den 60 m langen Zuleitungen, die die Signale vom Experiment zum Zählraum leiteten.

Das Ansprechvermögen der Kammern, besonders was den Nachweis von Quarks betrifft, wird später beschrieben.

3.2.4. Die Zählerteleskope zur Messung der Strahl-Strahlwechselwirkungsrate und der Untergrundzählrate

Zur Berechnung der Flußgrenzen und des Wirkungsquerschnittes muß die Strahl-Strahlwechselwirkungsrate (bzw. Luminosität) gemessen werden. Der Strahl-Strahl-Monitor, der im Experiment zur Messung der Wechselwirkungsrate verwendet wurde, bestand aus 4 Szintillationszählerteleskopen, die sich auf den auslaufenden Armen von Ring 1 und Ring 2 befanden (siehe nachstehende Skizze).



Jedes Teleskop bestand aus zwei hintereinanderliegenden, gleich großen ($40 \times 100 \times 1 \text{ cm}^3$) Szintillationszählern, die in Koinzidenz geschaltet waren (+ = ODER, · = UND)

$$\begin{aligned} U_1 &= U_{11} \cdot U_{12} & D_1 &= D_{11} \cdot D_{12} \\ U_2 &= U_{21} \cdot U_{22} & D_2 &= D_{21} \cdot D_{22} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Ein Strahl-Strahl-Ereignis ($R_1 \cdot R_2$) war durch folgende logische Verknüpfung definiert

$$R_M = R_1 \cdot R_2 \quad (3.11)$$

wobei $R_1 = (U_1 + D_1)$; $R_2 = (U_2 + D_2)$

Zwei geladene Sekundärteilchen mußten das Wechselwirkungsvolumen in entgegengesetzter Richtung verlassen und in die Akzeptanz des Monitors fallen.

Zur Messung der Untergrundzählrate (hauptsächlich Strahl-Restgaskollisionen) befanden sich die Teleskope BG1 und BG2 (siehe Abb. 8) auf den einlaufenden Armen von Ring1 und Ring 2. Die Kenntnis der Untergrundrate wird ebenso bei der

Berechnung der Flußgrenzen für die einzelnen Teleskope (siehe Abschnitt 6) benötigt.

3.3. Elektronische Ereignisauswahl

An den ISR können Quarks - rein kinematisch - in einem weiten Impuls- und Massenbereich erzeugt werden. Die Auswahl möglicher Quarkkandidaten unter den erzeugten Sekundärteilchen (unter Ausschluß von Teilchen der Ladung $Q = 1e$) durch zwei sich ergänzende Triggerbedingungen, kann an Hand von Abb. 10 erklärt werden.

In der Triggerbedingung 1 - im Folgenden mit dE/dx -Trigger bezeichnet - wurde von der Tatsache, daß Teilchen mit $\beta \geq 0.96$ beim Durchgang durch Szintillatormaterial konstanten Energieverlust erleiden, Gebrauch gemacht. Um Quarkkandidaten der Ladung $Q < e$ zu erfassen, wurden beim dE/dx -Trigger Teilchen mit der spezifischen Ionisation $> 0.95 \epsilon_0$ durch Pulshöhendiskriminierung ausgeschieden. Im Folgenden sind alle Messungen der spezifischen Ionisation mit Szintillationszählern (Pulshöhen) auf den wahrscheinlichsten Wert der spezifischen Ionisation ϵ_0 eines minimum ionisierenden Teilchens ($\beta = 0.96$) der Ladung $Q = 1e$ bezogen.

Beim dE/dx -Trigger wurden, wie aus Abb. 10 ersichtlich, Quarkkandidaten, deren spezifische Ionisation $> 0.95 \epsilon_0$ ist, ausgeschlossen. Diese Quarkkandidaten wurden jedoch von der Triggerbedingung 2 - dem sogenannten flugzeit-Trigger - erfaßt.

3.3.1. Der dE/dx -Trigger

Der dE/dx -Trigger beruhte, wie bereits erwähnt, auf Pulshöhendiskriminierung; die Pulshöhen in einem der 6 Szintillationszählerteleskope mußten folgenden Forderungen entsprechen:

in den Zählern (Z)

$Z_1, Z_2, Z_3, Z_4, Z_6, Z_7, Z_8, Z_9$ Pulshöhe jeweils $> 0.04 \epsilon_0$
und in den Zählern (Vetozähler)

$Z_2, Z_4, Z_5, Z_6, Z_7, Z_8$ Pulshöhe jeweils $< 0.95 \epsilon_0$

Die untere Triggerschwelle wurde so gewählt, daß relativistische Quarks der Ladung $|Q| = 1/3e$ (die wahrscheinlichste Pulshöhe ist $\epsilon_p = 0.10 \epsilon_0$) nachgewiesen werden konnten und gleichzeitig der Untergrund, bedingt durch Photomultiplierauschen und durch sehr kleine Energieabgaben in den Zählern, eindeutig ausgeschlossen werden konnte. Durch die obere Schwelle wurde der Großteil der minimum ionisierenden Teilchen (min. I.) ohne Beschränkung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Quarks der Ladung $2/3e$ ausgeschlossen.

Die Beschränkung des kinematisch möglichen Impuls-Massebereichs durch den dE/dx -Trigger - für Teilchen, die durch die Reaktion $pp \rightarrow ppq\bar{q}$ bei der ISR Energie von 26.6 GeV erzeugt wurden - ist aus Abb. 11 ersichtlich. Quarks der Ladung $|Q| = 1/3e$ konnten oberhalb der Linie $\beta = 0.35$, Quarks der Ladung $|Q| = 2/3e$ oberhalb der Linie $\beta = 0.75$ durch den dE/dx -Trigger nachgewiesen werden.

Die dE/dx -Triggerbedingung wird erfüllt von:

- a) Quarks der Ladung $|Q| = 1/3e$ im β -Bereich $0.35 < \beta < 1$.
- b) Quarks der Ladung $|Q| = 2/3e$ im β -Bereich $0.75 < \beta < 1$.

Dazu kommen noch die Untergrundereignisse von

- c) Teilchen der Ladung $|Q| = 1e$; die Wahrscheinlichkeit, daß alle Pulshöhen in den 6 Vetozählern bei einem min. I. Teilchen $< 0.95 \epsilon_0$ sind, war jedoch nur ungefähr 0.01%.
- d) Teilchen, welche die Photomultiplier durchqueren: diese Teilchen wurden von den Antizählern registriert und in Pattern Units angezeigt und konnten bei der Datenrekonstruktion ausgeschieden werden.
- e) Teilchen, die durch die Zählerränder gehen.
- f) niederenergetischen γ -Schauern, die Compton- und Photoelektronen in den Szintillatoren erzeugen.

3.3.2. Der Flugzeit-Trigger

Im Flugzeit-Trigger wurden langsame Teilchen durch folgende Bedingungen aus den erzeugten Sekundärteilchen ausgewählt: in einem der Teleskope (Teleskop L ausgenommen) mußte ein Teilchen

- a) im Geschwindigkeitsbereich $0.24 < \beta < 0.55$ liegen,
- b) eine Reichweite $R > 24 \text{ (g.cm}^{-2}\text{)}$ haben und
- c) gleichzeitig in den Zählern $Z_1, Z_2, Z_3, Z_4, Z_6, Z_7, Z_8, Z_9$ eine Pulshöhe $> 0.04 \epsilon_0$ haben.

Die obere β -Grenze wurde so eingestellt, daß Protonen auf Grund ihrer Reichweite die Triggerbedingungen nicht erfüllten. Die kleinste Quarkmasse M_q , die noch nachgewiesen werden kann, war durch die Reichweite $R_q = M_q/Q^2 \cdot f(\beta)$ und die obere β -Grenze bestimmt und konnte aus dem Vergleich mit der Reichweite R_p von Protonen derselben Geschwindigkeit ermittelt werden. Aus der Reichweiteformel folgte für das Verhältnis der Reichweiten zweier Teilchen (mit den Massen M_q und m_p):

$$R_q(M_q, Q) = (e^2/Q^2) \cdot (M_q/m_p) \cdot R_p(m_p, e) \quad (3.12)$$

Die Triggerbedingung war erfüllt, wenn $R_q(M_q, Q)/R_p(m_p, e) > 1$ war. Damit folgte für die minimale Quarkmasse M_q , die im Prinzip vom Flugzeit-Trigger nachgewiesen werden konnte:

$$(M_q)_{\min} = (Q^2/e^2) m_p \quad (3.13)$$

Abb. 12 zeigt, welchen Impuls-Massebereich der Flugzeit-Trigger (für Teilchen, die durch die Reaktion $pp \rightarrow ppq\bar{q}$ bei der ISR Energie von 26.6 GeV erzeugt wurden) im Vergleich zum kinematisch möglichen erfaßte.

Die Flugzeit-Trigger-Bedingungen wurden erfüllt von

- a) Quarks der Ladung $|Q| = 1/3e$, wenn $M_q > 0.10 \text{ GeV}/c^2$
- b) Quarks der Ladung $|Q| = 2/3e$, wenn $M_q > 0.42 \text{ GeV}/c^2$

- c) Quarks der Ladung $|Q| = 4/3e$, wenn $M_q > 1.67 \text{ GeV}/c^2$
- d) Deuteronen und schweren Teilchen der Ladung $|Q| = 1e$
- e) Protonen, die im letzten Zähler des Teleskops gestoppt werden
- f) zufälligen Ereignissen, zum Beispiel schnellen Protonen, die die Zähler des Teleskops nahe dem Rand durchqueren und ein langsames Teilchen simulieren.

3.3.3. Beschreibung der Triggerelektronik

Das Blockdiagramm der Triggerelektronik für den dE/dx -Trigger und den Flugzeit-Trigger zeigt Abb. 13 (für ein Teleskop).

Die Anodensignale der einzelnen Photomultiplier eines Teleskops gelangten vom Experiment über 60 m lange Kabel zu Signalverteilern im Zählraum. Ein Ausgang der Signalverteiler (LF) eines jeden Zählers lieferte ein 4 fach verstärktes Signal zur Bildung der unteren Triggerschwelle für beide Trigger. Die verstärkten Signale der Zähler $Z_1, Z_2, Z_3, Z_4, Z_6, Z_7, Z_8, Z_9$ gelangten über Diskriminatoren konstanter Ausgangssignalbreite (S), deren Schwellen auf $0.04\epsilon_0$ eingestellt waren, in eine 8 fache Koinzidenzschaltung. Die untere Triggerschwelle war so gewählt, daß Dunkelstromimpulse der Photomultiplier wirksam ausgeschieden wurden. Zur Bildung der oberen Triggerschwelle gelangten die Anodensignale der Zähler $Z_2, Z_4, Z_5, Z_6, Z_7, Z_8$ von den entsprechenden LF's über (updating) Diskriminatoren, deren Schwellen mit Hilfe von Abschwächern (A) auf $0.95\epsilon_0$ eingestellt waren, in eine 6 fache ODER-Schaltung. Zur Definition des dE/dx -Triggers wurde das Signal der 8 fachen Koinzidenz (untere Schwelle) mit dem komplementären Ausgangssignal der ODER-Schaltung (obere Schwelle) in einer zweifachen Koinzidenzstufe - der dE/dx -Triggerkoinzidenz - verknüpft: waren alle Pulshöhen größer als die untere Schwelle und hatte keiner der Veto-Diskriminatoren angesprochen, lieferte der komplementäre ODER-Ausgang ein nega-

tives Signal - man erhielt einen dE/dx -Trigger. Hatte einer der Vetodiskriminatoren angesprochen, lieferte der komplementäre Ausgang der ODER-Schaltung ein positives Signal und schaltete die dE/dx -Triggerkoinzidenz ab.

Beim Flugzeit-Trigger wurde die untere Schwelle auf gleiche Weise gebildet wie beim dE/dx -Trigger. Die Geschwindigkeitsselektion wurde mit Hilfe des Überlappungsausganges (Linear Overlap LO) der 8 fachen Koinzidenzschaltung durchgeführt: das Ausgangssignal hatte eine Pulsbreite, die von der Überlappungsdauer des ersten und letzten in die Koinzidenzschaltung gelangenden Impulses bestimmt wurde. Durch geeignete zeitliche Staffelung der Eingangssignale ergab sich für die langsamsten Teilchen ($\beta \approx 0.24$) die längste Überlappungsdauer. Zur Bildung des Flugzeit-Triggers wurde das Überlappungssignal (Geschwindigkeitsinformation) mit dem prompten Signal der 8 fachen Koinzidenzschaltung (untere Schwelle) in einer 2 fachen Koinzidenzstufe - der Flugzeit-Trigger-Koinzidenz - verknüpft: dabei wurde zur Erfüllung der Triggerbedingung (β -Fenster) das prompte 8 fache Signal so verzögert, daß für alle Teilchen, deren Pulshöhen über der unteren Schwelle lagen, im Geschwindigkeitsbereich $0.24 < \beta < 0.55$ ein Flugzeit-Trigger entstand.

Nach jedem Ereignis, bei dem einer der 6 Vetodiskriminatoren ansprach (Pulshöhe $> 0.95 \epsilon_0$), wurde das betreffende Teleskop für die Dauer von $1 \mu\text{sec}$ gesperrt. Diese Maßnahme führte zu einer Totzeit $< 5\%$, verhinderte aber, daß durch Nachentladungen - besonders bei Teilchen mit hohem Energieverlust - und Pulsreflexionen quarkähnliche Signale erzeugt wurden; weiterhin wurde damit verhindert, daß sich die Pulshöhe eines möglichen Kandidaten dem Pulshöhenschwanz eines vorangegangenen stark ionisierenden Teilchens überlagerte.

Jedes Triggersignal öffnete die linearen Gates (siehe Abb. 14) für die analoge Signalverarbeitung, die Auslese der Proportionalkammern, der Zähler und der Pattern Units. Der on line Rechner EMR 6130 übernahm die Sammlung und Abspeicherung der Daten auf Magnetband und diente zur Anzeige und Ausgabe von Zwischenergebnissen.

3.3.4. Die analoge Signalverarbeitung

Abb. 15 zeigt das Blockdiagramm der Elektronik für die Pulshöhenspeicherung. Die Zählernsignale gelangten von den LF's über Verzögerungsleitungen zu linearen Gates (LG). Ein Triggersignal - entweder dE/dx -Trigger oder Flugzeit-Trigger - eines bestimmten Teleskops öffnete die entsprechenden 9 Gates: eine Misch-Schaltung (LM) ermöglichte die Digitalisierung der Pulshöhensignale aller 6 Teleskope mit einem Satz von 9 Analog-Digital-Konvertern (ADC).

Von der Misch-Schaltung gelangte das Pulshöhensignal - über variable Abschwächer - zu einem Shaping Amplifier (SA) und von dort in die ADC's. Die Digitalinformation wurde in CAMAC-Zählern zwischengespeichert und von der EMR auf das Magnetband transferiert.

Das analoge System war linear im Bereich $0.04\epsilon_0 < dE/dx < 4.0\epsilon_0$.

In jedem Teleskop wurden bei beiden Triggern neben den Pulshöhen die Flugzeiten vom ersten Zähler zu den Zählern $Z_2, Z_3, Z_4, Z_6, Z_7, Z_8, Z_9$ gemessen. Die Flugzeiten zu den Zählern Z_4 und Z_9 wurden aus der Länge der Überlappungssignale ($Z_1 - Z_4$ und $Z_1 - Z_9$) bestimmt. Die übrigen Flugzeiten wurden von Zeitpulshöhenwandlern (TAC) gemessen.

Abb. 16 zeigt das Blockdiagramm der Zeitmeßelektronik einschließlich der analogen Verarbeitung der Zeitsignale.

3.4. Untersuchung der Nachweiseigenschaften

Die Nachweiseigenschaften der Szintillationszählerteleskope einschließlich der verwendeten Elektronik wurden an einem Teststrahl am PS untersucht. Bevor die Testergebnisse zusammengefaßt werden, wird beschrieben, wovon das Auflösungsvermögen* eines Szintillationszählers abhängt.

*Das Auflösungsvermögen wird definiert als die Halbwertsbreite der Pulshöhenverteilung, dividiert durch den wahrscheinlichsten Wert der Pulshöhe.

3.4.1. Pulshöhenverteilung und Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen eines Szintillationszählers hängt von den Fluktuationen im Energieverlust, den statistischen Prozessen in Szintillator und Multiplier und der Geometrie der Lichtsammlung ab.

A) Fluktuationen im Energieverlust ⁵⁵⁾

Geladene Teilchen, deren Masse $M > m_e$ (m_e = Elektronenmasse) ist, verlieren - beim Durchgang durch Materie - Energie hauptsächlich durch Ionisation und Anregung, d.h. durch inelastische Stöße mit den Elektronen des Mediums.

Da die einzelnen Stöße statistisch unabhängige Ereignisse sind, erwartet man Schwankungen in der Anzahl der Stöße und damit Schwankungen im Energieverlust. Die Energieverteilung der Elektronen nach dem Stoß hängt von Geschwindigkeit und Ladung des einfallenden Teilchens ab. Die Wahrscheinlichkeit $P(E)dE$, daß ein geladenes Teilchen bei einem Zusammenstoß mit einem Elektron einen Energieübertrag zwischen E und $E + dE$ an das Elektron überträgt, ist proportional zu $1/E^2$:

$$P(E)dE = \xi \cdot (dE/E^2) * \quad (3.14)$$

wobei $\xi = 0.30058 \cdot (Z/A) \cdot (m_e c^2 / \beta^2) Q^2 \cdot t$ (MeV)

A = Atomgewicht des Mediums

Z = Kernladungszahl des Mediums

t = Schichtdicke (g/cm^2)

Q = Ladung in Einheiten der Elementarladung e

Nach der Beziehung (3.14) ist die Wahrscheinlichkeit für große Energieüberträge an die Elektronen gering. Ist jeder einzelne Energieübertrag klein im Vergleich zum Energieverlust dE/dx , können die Schwankungen in guter Näherung durch eine Gaußverteilung mit dem Mittelwert $\langle dE/dx \rangle$ und der Streuung σ_G

*Die Beziehung (3.14) gilt nur, wenn der Energieübertrag größer ist als die Bindungsenergie der Elektronen und kleiner ist als E_{max} (siehe nächste Seite).

beschrieben werden.

$$\langle dE/dx \rangle = \xi \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 E_{\max}}{I^2 (1-\beta^2)} - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (3.15)$$

wobei I = mittleres Anregungspotential (eV)

$E_{\max}$ = maximal möglicher Energieübertrag in einem Einzelstoß

$$= 2m_e c^2 \beta^2 / (1-\beta^2) \cdot \left[1 + (2m_e/M) + (m_e/M^2) \right]^{-1}$$

$$\approx (2m_e c^2 \beta^2) / (1 - \beta^2)$$

δ = Dichteeffekt bedingt durch die Polarisation des Mediums

Für die Streuung des Energieverlustes folgt aus der Gaußverteilung

$$\sigma_G = \left[\xi (1 - \beta^2/2) \cdot E_{\max} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

Wenn einzelne Energieüberträge an die Elektronen signifikante Beiträge zum Energieverlust liefern (z.B. energiereiche δ -Elektronen), erhält man für die Verteilung des Energieverlustes keine Gaußverteilung mehr, sondern eine breitere asymmetrische Verteilung mit einem relativ langen Schwanz hin zu großen Werten des Energieverlustes. Die bei diesem Vorgang auftretende Verteilung wurde, unter vereinfachten Annahmen (bei der Integration der Stoßgleichung wurden Energieüberträge von 0 bis ∞ zugelassen), zuerst von Landau ⁵⁶⁾ abgeleitet. Die strenge Lösung des Problems - es sind alle Energieüberträge bis zum maximalen Energieübertrag $E_{\max}$ zugelassen - wurde von Vavilov ⁵⁷⁾ in Anlehnung an die Arbeit von Landau durchgeführt. Die von Vavilov gegebene Verteilung kann durch einen einzigen Parameter

$$\kappa = \xi/E_{\max} \quad (3.17)$$

charakterisiert werden und hat den Vorteil, daß sie für

$\kappa \gg 1$ in die Gaußverteilung übergeht; für $\kappa < 0.01$ ist sie identisch mit der von Landau gegebenen Lösung.

Wegen der Asymmetrie der Verteilung ist der mittlere Energieverlust $\langle dE/dx \rangle$ kein geeigneter Parameter zur Beschreibung des Energieverlustes; statt dessen benutzt man den "wahrscheinlichsten" Energieverlust, der dem Maximum der Verteilung entspricht; demnach wird die Vavilov-Verteilung durch den wahrscheinlichsten Energieverlust E_p und die Halbwertsbreite charakterisiert.

Abb. 17 zeigt die nach Vavilov berechnete Pulshöhenverteilung (bezogen auf ϵ_0) von Protonen ($\beta = 0.95$, $\kappa = 0.02$) beim Durchgang durch einen Szintillationszähler der Dicke 2 (g/cm^2). Wegen der Breite der Verteilung und des Schwanzes hin zu hohen Energieverlusten ist eine einzelne Messung des Energieverlustes zur eindeutigen Teilchenidentifikation nicht ausreichend. Breite der Verteilung und Länge des Schwanzes können auch durch Verlängerung der Wegstrecke im Detektor nicht verkleinert werden, da mit Zunahme der Wegstrecke auch die Wahrscheinlichkeit für Stöße mit großen Energieüberträgen zunimmt. Die relative Breite der Landau-Vavilov-Verteilung ist nahezu unabhängig von der Wegstrecke im Detektor. Da man die Landau-Vavilov-Fluktuationen durch Vergrößerung der Wegstrecke nicht wesentlich verkleinern kann, mißt man, wie bereits (siehe Abschnitt 3.1.1) erwähnt, den Energieverlust mit mehreren Zählern; durch geeignete statistische Analyse⁵⁸⁾ der einzelnen Meßwerte erhält man eine schmalere Verteilung für den wahrscheinlichsten Wert und damit das für die Teilchentrennung erforderliche Auflösungsvermögen.

B) Schwankungserscheinungen im Detektor⁵⁹⁾

Die gemessene Pulshöhenverteilung ist wegen der Schwankungserscheinungen im Detektor breiter als die nach Landau-Vavilov berechnete Verteilung. Die Verbreiterung hängt ab von den Schwankungen in der Anzahl der erzeugten Photonen, dem Wirkungsgrad der Lichtsammlung und den Schwankungen in der Anzahl der erzeugten Photoelektronen und Verstärkungsinstabilitäten. Der Hauptbeitrag kommt von den Schwankungen

im Photomultiplier. Die Erzeugung der Photonen und die nachfolgende Erzeugung von Photoelektronen sind statistische Ereignisse, deren Schwankungen mit $N^{1/2}$ gehen.

Im vorliegenden Experiment wurden die Schwankungsbeiträge bedingt durch Photostatistik (Schwankungen in der Anzahl der erzeugten Photonen und Photoelektronen) durch Messung der Photoelektronenanzahl bestimmt. Dazu wurde der Multiplier mit einer Lichtdiode angeregt und die resultierende Pulshöhenverteilung registriert. Aus Mittelwert $\langle n \rangle$ und Streuung s der Verteilung wurde die Anzahl der Photoelektronen (Abb. 18) berechnet.

$$N_{\text{min.I.}} = F \cdot (\langle n \rangle / s)^2 \quad (3.18)$$

F = Konversionsfaktor

$N_{\text{min.I.}}$ = Anzahl der Photoelektronen für ein minimum ionisierendes Teilchen

Wie man aus der Abb. 18 ersieht, konnten die Schwankungsbeiträge bedingt durch Photostatistik bei den verwendeten Zählern durch eine Gaußverteilung beschrieben werden. Nachstehend ist die Anzahl der Photoelektronen (für minimum ionisierende Teilchen) für die Zähler von Teleskop α zusammengestellt.

Zähler	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Photoelektronen	450	420	380	290	275	265	230	200	200

Das experimentelle Auflösungsvermögen der Zähler kann durch Faltung der Vavilov-Verteilung mit der Gaußverteilung aus der Photostatistik und Hinzunahme der Streuung der Korrekturen für Nichtuniformitäten ($\pm 7\%$) beschrieben werden,

Abb. 19 zeigt die gemessene Pulshöhenverteilung von π^- mit $\beta = 0.96$. Zum Vergleich ist die berechnete Verteilung,

die alle oben angeführten Schwankungserscheinungen berücksichtigt, eingetragen. Die Übereinstimmung ist sehr gut.

3.4.2. Simulierung quarkähnlicher Signale

Die Nachweiseigenschaften der Teleskope und der verwendeten Elektronik wurden in einem Teststrahl mit simulierten quarkähnlichen Signalen untersucht. Zu diesem Zwecke konnten bei jedem Zähler des Test-Teleskops optische Absorptionsfilter (Kodak Wratten) durch Fernsteuerung (in verschiedener Kombination) zwischen Lichtleiter und Photokathode eingeschoben werden. Auf diese Weise konnte das Szintillationslicht in variabler Weise abgeschwächt werden (bis zu einem Faktor 50); damit konnte das Ansprechen von Photokathoden und Elektronik bei Anregung durch simulierte kleine Energieverluste systematisch untersucht werden. Um die Testmessungen mit den theoretischen Erwartungswerten zu vergleichen, wurde ein Monte Carlo Programm geschrieben, das die Pulshöhenverteilung (Vavilov-Verteilung) in Abhängigkeit von β und Q berechnete und die Schwankungsbeiträge, bedingt durch Photostatistik und Nichtuniformität der Lichtsammlung, sowie die Beiträge der Filter (bei simulierten Ladungswerten) berücksichtigte. Wie gut die simulierte Verteilung für $Q = 1/3e$ mit der berechneten Verteilung übereinstimmt, ist in Abb. 20 zu sehen.

Die Streuung der Flugzeiten τ_i bei kleinen Pulshöhen wurde ebenfalls am Teststrahl mit simulierten quarkähnlichen Signalen untersucht, da in der Analyse die Konsistenz der Flugzeiten ein wesentliches Kriterium zur Unterscheidung zwischen echten Signalen und Untergrundsignalen ist.

Die Streuungen wurden für die Größe β^{-1} (und nicht β) berechnet,

$$\beta_i^{-1} = (0.3 \times \tau_i) / D_i \quad (3.19)$$

τ_i = Flugzeit (nsec) }
 D_i = Flugstrecke (m) } zwischen Zähler 1 und Zähler i ; $i \geq 2$.

da β_i^{-1} proportional zu r_i ist und durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 21 zusammengestellt. Für Pulshöhen $< 0.20\epsilon_0$ sind die Streuungen stark von der Pulshöhe abhängig.

3.4.3. Ansprechwahrscheinlichkeiten

In diesem Abschnitt werden zunächst die Messungen der Ansprechwahrscheinlichkeit der unteren Triggerschwelle für Quarks der Ladung $Q = 1/3e$ dargestellt; da die untere Triggerschwelle für beide Triggerbedingungen auf denselben Wert ($0.04\epsilon_0$) eingestellt war, gelten die Ergebnisse für beide Triggerbedingungen. Anschließend werden die Ergebnisse der Messungen der Ansprechwahrscheinlichkeit der oberen Triggerschwelle, die nur den dE/dx -Trigger betreffen, mit den Monte Carlo Berechnungen verglichen und in einer Abbildung zusammengefaßt. Zum Schluß wird die Ansprechwahrscheinlichkeit der Proportionalkammern für Quarks besprochen.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der unteren Triggerschwelle (d.h. der 8 fachen Koinzidenz $Z_1, Z_2, Z_3, Z_4, Z_6, Z_7, Z_8, Z_9$) für verschiedene Ladungen wurde an einem Teststrahl untersucht. Man ließ relativistische Pionen ($\beta \approx 0.96$) das Testteleskop (die Diskriminatorschwellen waren auf $0.04\epsilon_0$ eingestellt) durchqueren: das resultierende Szintillatorlicht eines jeden Zählers wurde so abgeschwächt, daß Pulshöhen simuliert wurden, wie sie Teilchen mit kleinen Ladungen erzeugen würden. Die Messungen sind in Abb. 22 zusammengestellt. Für den im Experiment verwendeten Schwellenwert von $0.04\epsilon_0$ ergab sich für $Q = 1/3e$ eine Ansprechwahrscheinlichkeit von

$$\eta = 0.96 \pm 0.04 \quad (3.20)$$

Der angegebene Fehler entspricht einer Änderung aller Diskriminatorkanäle um $\pm 0.01\epsilon_0$ (± 10 mV).

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der oberen Triggerschwel-

le, die auf $0.95\epsilon_0$ eingestellt war, ist, wie man aus Abb. 10 ersehen kann, eine Funktion der Geschwindigkeit: ab einem bestimmten β -Wert wird die Pulshöhe für Quarks $> 0.95\epsilon_0$. Die Messungen der Ansprechwahrscheinlichkeit wurden in einem Teststrahl mit Protonen (für die niederen β -Werte) und mit Pionen (für die hohen β -Werte) durchgeführt; die Intensität des Szintillatorlichtes wurde so abgeschwächt, daß Pulshöhen simuliert wurden, wie sie Teilchen der Ladung $Q = 2/3e$ aufweisen würden. Zum Vergleich wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit mit dem Monte Carlo Programm (Abschnitt 3.4.2.) berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 23 zusammengestellt. Für Quarks der Ladung $Q = 2/3e$ mit $\beta > 0.75$ ergab sich eine Ansprechwahrscheinlichkeit von

$$\eta = 0.95 \quad (3.21)$$

Für $\beta \rightarrow 1$ wird die Vavilov-Verteilung breiter und der Schwanz der Verteilung länger: die Wahrscheinlichkeit, daß Quarks der Ladung $Q = 2/3e$ Pulshöhen $> 0.95\epsilon_0$ aufweisen und nicht mehr die Triggerbedingung erfüllen werden, nimmt zu. Dadurch entsteht der leichte Abfall in der Ansprechwahrscheinlichkeit für $\beta \rightarrow 1$.

Quarks der Ladung $Q = 1/3e$ mit $\beta < 0.35$ haben Pulshöhen $> 0.95\epsilon_0$; vom dE/dx -Trigger können daher Quarks dieser Ladung nur im Bereich $0.35 < \beta < 1$ nachgewiesen werden. Da für Quarks der Ladung $Q = 1/3e$ Verluste, bedingt durch das Anwachsen des Schwanzes der Vavilov-Verteilung für $\beta \rightarrow 1$, nicht auftreten (die größten vorkommenden Pulshöhen sind $< 0.5\epsilon_0$), wird die Ansprechwahrscheinlichkeit im genannten β -Bereich durch die obere Triggerschwelle nicht vermindert.

Das Ansprechvermögen der Proportionalkammern als Funktion der angelegten Hochspannung wurde mit minimum ionisierenden Teilchen der Ladung $Q = 1e$ in einem Teststrahl gemessen (Abb. 24). Als Zählgas war bei diesen Messungen das "magische Gas" (siehe Abschnitt 3.2.3.) ohne Zusatz von Methylal verwendet worden (bei Verwendung von Methylal verschiebt sich der Beginn des

Plateaus um 300 V nach oben). Für ein Gate von 60 nsec wurde bei der Arbeitsspannung von 4.7 kV eine Ansprechwahrscheinlichkeit von

$$\eta (Q = 1e) = 0.9995 \quad (3.22)$$

gemessen. Derselbe Wert wurde auch mit minimum ionisierenden Teilchen an den ISR gemessen.

Das Ansprechvermögen der Proportionalkammern hängt von der Anzahl der pro Weglänge erzeugten Ionenpaare ab. Ein minimum ionisierendes Teilchen erzeugt in den verwendeten Kammern (Ebenenabstand 8 mm) bei einer Gasfüllung von 76% Argon und 24% Isobutan ungefähr 48 Ionenpaare. Da die Ionisation proportional zu Q^2 ist, erwartet man für ein Quark der Ladung $Q = 1/3e$ ca 5 Ionenpaare (n_q). Bei Annahme einer Poissonverteilung erhält man für die Ansprechwahrscheinlichkeit

$$\eta (Q = 1/3e) = 1 - e^{-n_q} \approx 0.993 \quad (3.23)$$

Die Beziehung (3.23) gilt jedoch nur, wenn a) die Kammer bereits auf ein einzelnes Ionenpaar anspricht und b) kein Ionenpaar durch Einfang verloren geht. Die Bedingung b) ist bei Verwendung konventioneller Gasmischungen (z.B. Argon-Isobutan, Argon-CO₂) erfüllt, erfordert aber einen Verstärker hoher Empfindlichkeit (Signale im μV -Bereich), um die Bedingung a) zu erfüllen. Mit dem "magischen Gas" kann die Bedingung a) erfüllt werden, Bedingung b) ist jedoch nicht ohne weiteres erfüllt, weil das Zählgas elektronegative Beimischungen (FREON 13 B1) enthält. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Quarks bei Verwendung des "magischen Gases" kann daher nicht durch die Beziehung (3.23) beschrieben werden, die mögliche Anlagerungen von Elektronen an elektronegative Moleküle nicht berücksichtigt*. Da man keine Quarks zur Untersuchung

*Da ein Teil der Kammern (SFM-Kammern) ursprünglich für konventionelleren Einsatz gebaut worden war, war die Empfindlichkeit der verwendeten Verstärker (- 5 mV) auf die mit dem "magischen Gas" erreichbaren hohen Ausgangssignale abgestimmt worden.

des Ansprechvermögens zur Verfügung hat und eine ähnliche Simulierung wie beim Test der Szintillationszähler (Abschnitt 3.4.2.) nicht möglich war, wurden die Vorgänge, die sich beim Sammeln der Ladungsträger in Proportionalkammern abspielen, durch Monte Carlo Rechnungen simuliert. Dabei wurde die Anzahl der Ionenpaare in Abhängigkeit von der mittleren freien Weglänge für Elektronenanlagerung λ_c (die Freonkonzentration p ist umgekehrt proportional zu λ_c) für eine vorgegebene Kammergeometrie berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 25 zusammengestellt.

Für die verwendete Freon-Konzentration ($p = 0.41\%$) ergab sich aus den Monte Carlo Rechnungen eine Ansprechwahrscheinlichkeit für Quarks der Ladung $Q = 1/3e$

$$\eta_{(1/3)} \approx 0.80 \quad (3.24)$$

Aus der Abbildung ersieht man, daß zwischen der Monte Carlo Rechnung und den experimentellen Meßpunkten für Teilchen der Ladung $Q = 1e$ für verschiedene Werte der Freonkonzentration gute Übereinstimmung besteht. Eine ausführliche Darstellung der Methode findet sich in ⁶⁰).

3.4.4. Akzeptanzrechnungen

Die Akzeptanz der Zählerteleskope für Quarks der Ladung $Q = 1/3e$ und $Q = 2/3e$ als Funktion der bei der Reaktion $p + p \rightarrow p + p + q + \bar{q}$ erzeugten Quarkmasse wurde mit Monte Carlo Rechnungen für zwei verschiedene Produktionsmodelle bestimmt.

Die Erzeugung der Ereignisse wurde mit Hilfe des Monte Carlo Programmes FOWL ⁶¹⁾ durchgeführt. Nach Angabe der Impulse (für die Impulsdispersion wurde eine Gaußverteilung zugrunde gelegt) und Massen der einlaufenden Teilchen und der Massen aller auslaufenden Teilchen (dabei wurde $M_q = M_{\bar{q}}$ gesetzt) lieferte das Programm die Impulse aller auslaufenden Teilchen im Schwerpunktssystem: damit konnten alle für die

Berechnung der Akzeptanz relevanten kinematischen Parameter bestimmt werden. Die Impulse der auslaufenden Teilchen (im CMS Schwerpunktsystem) wurden zunächst in das ISR-System (Laborsystem) transformiert ($\vec{p}_1^*$, $\vec{p}_2^*$; E_1 , E_2 sind die Impulse bzw. Energien der einlaufenden Teilchen):

$$\begin{aligned}\vec{p}_{ISR} &= \vec{p}^* + \gamma \vec{\beta} \left[\frac{\gamma \vec{\beta} \vec{p}^*}{\gamma + 1} + E^* \right] \\ E_{ISR} &= \gamma (E^* + \vec{\beta} \vec{p}^*)\end{aligned}\tag{3.25}$$

$$\text{wobei } \gamma = \frac{E_1 + E_2}{\sqrt{s}} ; \quad \vec{\beta} = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{E_1 + E_2}$$

Dann wurde für jedes erzeugte Quarkteilchen willkürlich ein Vertex im Wechselwirkungsvolumen gewählt und untersucht, ob die durch den Vertex und die Richtung des Impulses definierte Spur in die geometrische Akzeptanz eines der 6 Teleskope fiel. Vielfachstreuung und Energieverlust durch Ionisation beim Durchgang durch die 9 Zähler des jeweiligen Teleskopes wurden berücksichtigt. Jedes erzeugte und geometrisch akzeptierte Quarkteilchen wurde daraufhin untersucht, ob es einer der beiden Triggerbedingungen, die eine verschiedene Impuls-Masse-Akzeptanz hatten, genügte. Das Verhältnis der Zahl akzeptierter zur Zahl erzeugter Spuren ergab die gesuchte Akzeptanz für ein bestimmtes Teleskop, eine bestimmte Masse und eine bestimmte Ladung Q.

Da die Dynamik der Quarkproduktion und damit die Winkelverteilung nicht bekannt ist, wurden die Akzeptanzrechnungen für zwei extreme Modelle durchgeführt.

Modell 1: die erzeugten Sekundärteilchen hatten isotrope Winkelverteilung. Die Ergebnisse für Ladung $Q = 1/3e$ für die einzelnen Teleskope sind als Funktion der Quarkmasse in Abb.26 dargestellt. Die Akzeptanz war über den gesamten Massenbereich

nahezu konstant und betrug ca 1%. Der Hauptbeitrag kam von den Teleskopen δ und L. Für die Ladung $Q = 2/3e$ erhielt man einen ähnlichen Verlauf für die Akzeptanz.

Modell 2: hier ging man von der Erfahrung aus, daß bei typischen Produktionsprozessen von Hadronen, die Transversalimpulse p_T der erzeugten Teilchen nach oben begrenzt sind ($\langle p_T \rangle \approx 0.4 \text{ GeV}/c$).⁶²⁾ Bei diesem Modell lieferten vor allem die unter kleinen Produktionswinkeln stehenden Teleskope A, W, α und β die größten Beiträge. Die Ergebnisse der Rechnung für die Ladung $Q = 1/3e$ sind in Abb. 27 zusammengestellt. Die gesamte Akzeptanz aller Teleskope betrug ca 10% und war über den gesamten Massenbereich annähernd konstant.

4. Durchführung des Experiments

In diesem Abschnitt wird zunächst die Messung der Luminosität besprochen. Anschließend werden die Datennahme und die während der Datennahme durchgeführten regelmäßigen Kontrollen der Meßapparatur beschrieben.

4.1. Die Messung der Luminosität

Für jede Run-Periode (10 - 40 Stunden) wurde die Luminosität nach der van der Meer⁵²⁾-Methode mit dem in Abschnitt 3.2.4. beschriebenen Strahl-Strahl-Monitor gemessen. Dabei werden die beiden Strahlen mit Hilfe von Steering-Magneten im Wechselwirkungsgebiet in definierten Schritten gegeneinander verschoben ($\delta = z_1 - z_2$; z = vertikale Koordinate der Strahlen) und die Monitorzählrate $R_M(\delta)$ registriert. Für die Zählrate $R_M(\delta)$ (siehe Formel 3.4) gilt:

$$R_M(\delta) = \Delta\sigma_M \cdot L(\delta) \quad (4.1)$$

$$L(\delta) = K_L \cdot I_1 I_2 \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_1(z) \rho_2(z-\delta) dz$$

(siehe Formel 3.5)

Trägt man die Zählrate $R_M(\delta)$ gegen die Verschiebung $\delta = (z_1 - z_2)$ auf, erhält man eine glockenförmige Kalibrationskurve (siehe Abb. 28), deren Fläche gleich dem Integral

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R_M(\delta) d\delta = K_L \cdot I_1 I_2 \cdot \Delta\sigma_M \quad (4.2)$$

ist. Das experimentell bestimmte Integral $\int_{-\infty}^{+\infty} R_M(\delta) d\delta$ dividiert durch das Produkt der beiden Ströme ergibt den Wirkungsquerschnitt für Ereignisse innerhalb der Akzeptanz des Monitors.

$$\Delta\sigma_M = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} R_M(\delta) d\delta}{I_1 \cdot I_2 \cdot K_L} \quad (4.3)$$

Die Größe $\Delta\sigma_M$ wird Monitorkonstante genannt. Die Monitorkonstante hängt von der Energie der beiden Strahlen und der Position des Monitors ab. Nach erfolgter Monitorkalibration wird die Luminosität unabhängig von der Geometrie der Strahlen

$$L = R_M / \Delta\sigma_M \quad (4.4)$$

Die Genauigkeit in der Bestimmung von $\Delta\sigma_M$ hängt davon ab, wie gut man die Verschiebung δ reproduzieren kann; während des Experiments betrug der Fehler in der Bestimmung von $\delta \pm 2\%$. Die anderen Größen, die in die Formel für die Luminosität eingehen, wie die beiden Ströme und der Schnittwinkel der Strahlen, sind sehr genau meßbar (besser als $1 : 10^4$).

Manchmal wird bei der van der Meer-Methode auch der Parameter h_{eff} (siehe Gleichung 3.5) berechnet:

$$h_{eff} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} R_M(\delta) d\delta}{R_M(\delta=0)} \quad (4.5)$$

Aus statistischen Überlegungen ist es jedoch zweckmäßiger, bei der Eichung des Monitors die Fläche der Kalibrationskurve zu verwenden, anstatt h_{eff} aus der Fläche und dem Wert der Zählrate bei der Verschiebung $\delta = 0$ zu berechnen.

Nachfolgend wird als Beispiel die Berechnung der Luminosität für den ISR-RUN 178 angegeben; die Energie der bei-

den Strahlen betrug 26.6 GeV/c, der Strom in Ring 1 $I_1 = 2.129$ A, der in Ring 2 $I_2 = 2.008$ A. Für die Fläche unter der Eichkurve erhält man (Abb. 28):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R_M(\delta) d\delta = 112 \text{ (cm sec}^{-1}\text{)}$$

Damit erhält man für die Monitorkonstante

$$\Delta\sigma_M = 2.62 \text{ (mb)}$$

Die Luminosität beträgt für $(R_M)_{\max} = 243 \text{ (sec}^{-1}\text{)}$

$$L = 9.3 \times 10^{28} \text{ (cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{)}$$

Die Luminosität wurde für jeden Run gemessen; der Fehler in der Messung der Luminosität war kleiner als 10%.

4.2. Datennahme

Die Datenerfassung, Steuerung und Kontrolle des Experiments wurde mit Hilfe eines Rechners EMR 6130 (Wortlänge 16 Bit, 24 K Kernspeicher, 2 Magnetbandeinheiten) durchgeführt. Vom Rechner wurden folgende Aufgaben übernommen:

- programmsteuerbare Aufnahme der Experiment-Information; mit den Meßeinheiten der schnellen Elektronik (ADC's, TAC's, Pattern Units) stand der Rechner über CAMAC-Interface in Verbindung; die Auslese der Proportional-kammern geschah über ein eigenes Interface (Read out Box). Die gesamte, für ein Ereignis anfallende Information (siehe Tabelle 4.1) wurde zusammen mit den Zählraten der wichtigsten Koinzidenzstufen auf Magnetband übertragen.
- Ständige Kontrolle der Meßapparatur über Display und

TABELLE 4.1

Art der Information	Meßwert	Meßgerät
analoge	9 Pulshöhen des ansprechenden Teleskops 7 Flugzeiten innerhalb des Teleskops 2 Flugzeiten der Strahl-Strahl-Monitore bezogen auf den Triggerzeitpunkt	ADC TAC TAC
digitale	welches Teleskop hat angesprochen? dE/dx- oder Flugzeit-Trigger untere Schwellen aller Teleskope $> 0.04 \epsilon_0$: ja/nein obere Schwellen des ansprechenden Teleskops $> 0.95 \epsilon_0$: ja/nein Monitorkoinzidenzen U_1, U_2, D_1, D_2 : ja/nein Antikoinzidenzzähler: ja/nein	Pattern Units
Ortsinformation	Drahtadressen der Proportionalkammern innerhalb der Strobellänge von 300 nsec	Flip-Flop's
Zählraten	seit dem letzten Ereignis: 8-fache Koinzidenzraten aller Quark-teleskope Raten der Monitorkoinzidenzen $R_1, R_2, R_1 \cdot R_2$ und der Teleskope BG1 und BG2 die Raten von R_1 und R_2 für ein Intervall von 300 μ sec nach jedem Ereignis	CAMAC-Zähler

Schnelldrucker; Ausgabe von Histogrammen, Anzeige rekonstruierter Spuren; in Abständen von 15 Minuten wurden alle wichtigen Zählraten und Pattern Units mit einem Schnelldrucker ausgedruckt und konnten mit den bis dahin registrierten Informationen verglichen werden.

- Vor Beginn eines Runs und anschließend alle 3 Stunden wurden die Teleskope einschließlich der Elektronik für die Pulshöhenmessung mit minimum ionisierenden Teilchen geeicht. Mittlere Pulshöhe und Streuung der Verteilung wurden vom Rechner für jeden Zähler bestimmt und ausgedruckt und auf Karten (zur späteren Normierung der Pulshöhen) gestanzt. Schwankungen von mehr als $\pm 5\%$ zwischen den einzelnen Zählern wurden durch Änderung der Verstärkung der Photomultiplier korrigiert.
- Zu Beginn eines jeden Runs wurden die Histogramme der Drähte der Proportionalkammern ausgedruckt (WIREFMAP), um festzustellen, ob es nicht-ansprechende oder entladene Drähte gibt.

Während der Datenerfassung wurden die folgenden regelmäßigen Kontrollen, die die Registrierung der Daten nicht beeinflussen, durchgeführt:

a) Proportionalkammern:

die Ansprechwahrscheinlichkeit aller Proportionalkammer-ebenen wurde während eines jeden Runs einmal gemessen, die Zusammensetzung des Gases (Kontrolle der Anzeigen der Flußmesser) wurde in regelmäßigen Abständen während eines Runs überprüft.

b) Diskriminatorschwellen:

die oberen und unteren Triggerschwellen wurden während eines jeden Runs mit einem Pulshöhenanalysator gemessen und auf $\pm 0.01\epsilon_0$ des Nominalwertes (entsprechend ± 10 mV) konstant gehalten.

c) Flugzeiten:

für jeden Run wurden alle Flugzeitkanäle geeicht und auf ± 0.25 ns konstant gehalten.

5. Auswertung des Experiments

Die Auswertung der Daten erfolgte nach zwei verschiedenen Methoden, je nachdem, ob es sich um einen dE/dx -Trigger oder einen Flugzeit-Trigger handelte.

Zuerst werden die bei der Datenreduktion verwendeten Schnitte zusammengestellt; es folgt Beschreibung und Test der jeweiligen Auswerte-Methode. Zum Schluß werden verbleibende Quark-Kandidaten diskutiert.

5.1. Analyse des dE/dx -Triggers

Beim dE/dx -Trigger wurde die Konsistenz der neun gemessenen Pulshöhen mit der Maximum-Likelihood-Methode, die Konsistenz der sieben gemessenen Flugzeiten mit der χ^2 -Methode untersucht.

5.1.1. Kriterien für die Reduktion der Daten

Es wurden insgesamt $\sim 3.9 \times 10^6$ dE/dx -Trigger registriert und auf Band geschrieben. Zu einer ersten Trennung von Quark-kandidaten und Untergrundereignissen wurden folgende Schnitte angewendet:

Schnitt	ausgeschiedene Ereignisse	verbleibende Ereignisse
$\langle PH \rangle < 0.8$	1.4×10^6	2.5×10^6
kein Signal in den Antikoinzidenzzählern	0.4×10^6	2.1×10^6
Burst-Schnitt	0.2×10^6	1.9×10^6

Durch den Pulshöhenschnitt wurden nahezu alle min.I.-Teilchen mit $|Q| = 1e$ ausgeschieden. Der Antikoinzidenzzählerschnitt

beseitigte eine der Hauptquellen für Untergrund, d.h. Ereignisse bedingt durch Čerenkov-Licht in den Glasröhren der Photomultiplier. Durch den Burst-Schnitt wurden Ereignisse, die während kurzer Intervalle (1 bis 100 msec), in denen die Untergrundzählrate einer der beiden ISR-Strahlen sprunghaft anstieg, auftraten, ausgeschieden. Der Burst-Schnitt wurde eingeführt, weil in solchen Burst-Perioden Schwankungen in der Verstärkung der Photomultiplier und eine Zunahme zufälliger Ereignisse beobachtet wurde. Der Wert für den Schnitt wurde für jeden ISR-Run bestimmt: dazu wurden die gemessenen mittleren Zählraten der Monitorkoinzidenzen R_1 und R_2 mit den "momentanen" Zählraten, die während eines Intervalls von 300 μ sec unmittelbar nach jedem Ereignis gemessen worden waren, verglichen. Dieser Schnitt führte zu einer Totzeit von $\sim 2\%$.

Die nach Anwendung der erwähnten Schnitte verbleibenden 1.9×10^6 Ereignisse wurden mit Hilfe geeigneter statistischer Methoden auf Konsistenz untersucht: sowohl Pulshöhen als auch Flugzeiten mußten innerhalb der statistischen Schwankungen liegen. Untergrundereignisse genügen diesen Konsistenzbedingungen nicht, somit konnten die restlichen Untergrundergebnisse von Quarkkandidaten getrennt werden.

5.1.2. Anwendung der Maximum-Likelihood-Methode

Um die in den gemessenen Pulshöhen enthaltene Ladungsinformation zu gewinnen und um zu untersuchen, wie wahrscheinlich es ist, daß die 9 gemessenen Pulshöhen eines Ereignisses von einem Teilchen der Ladung Q und der Geschwindigkeit β stammen, wurden Pulshöhenverteilungen als Funktion der Ladung Q und der Geschwindigkeit β für die verschiedenen Zähler der 6 Teleskope erzeugt. Dabei wurden die experimentellen Schwan-
kungserscheinungen (siehe Abschnitt 3.4.1.) berücksichtigt. Zum besseren Vergleich mit den Daten wurden die einzelnen Verteilungen auf 1 normiert und in 100 äquidistante Energieverlustintervalle eingeteilt. Die Verteilungen $P_i^j(Q, \beta, \Delta E_k^j)$ geben die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Teilchen der Ladung Q und der Geschwindigkeit β im j -ten Zähler des i -ten Teleskops

einen Energieverlust im k-ten Intervall ΔE_k^j erleidet. Die Likelihood L, daß die neun gemessenen Pulshöhen eines Ereignisses von einem Teilchen der Ladung Q und der Geschwindigkeit β erzeugt wurden, ist definiert als:

$$L(Q, \beta) = \prod_{j=1}^9 P_i^j(Q, \beta, \Delta E_k^j) \quad (5.1)$$

Ist die Verteilung von L für Teilchen mit einer bestimmten Ladung Q und einer bestimmten Geschwindigkeit β bekannt, kann ein Schnitt bei einem bestimmten Wert von L als Akzeptanzkriterium mit bekannter Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Teilchen verwendet werden. Aus rechnerischen Gründen wird nicht L, sondern der natürliche Logarithmus $\ln L$ verwendet.

Die Anwendung der Methode setzt voraus, daß die einzelnen Energieverluste eines Ereignisses statistisch voneinander unabhängig sind.

Beim Vergleich zwischen den berechneten $\ln L$ -Verteilungen und den Verteilungen, die man für gemessene Ereignisse erhält, wurden mögliche Korrelationen zwischen den Pulshöhen in benachbarten Zählern berücksichtigt. Große Energieüberträge können zur Erzeugung von δ -Elektronen führen, die genügend Energie haben, das Volumen des Zählers zu verlassen.

Eine Abschätzung (obere Grenze) für diesen Effekt erhielt man ausgehend vom asymmetrischen Anteil der Landau-Vavilov-Verteilung. Bei relativistischen Quarks der Ladung $Q = 1/3e$ ergab sich eine Verbreiterung von 6% bei den $\ln L$ -Verteilungen. Die Akzeptanz für einen vorgegebenen $\ln L$ -Wert änderte sich um weniger als 5%. Die Rechnungen waren konsistent mit experimentellen Ergebnissen, die aus Eichmessungen an den ISR gewonnen worden waren.

In Abb. 29 ist die $\ln L$ -Verteilung für Teilchen der Ladung $Q = 1$ mit $\beta = 0.96$ mit der an den Speicherringen während eines Kalibrations-Runs gemessenen $\ln L$ -Verteilung für min.I. Teilchen verglichen. Abb. 30 zeigt die berechnete Verteilung für Teilchen der Ladung $Q = 1/3e$, $\beta = 0.96$, ver-

glichen mit der experimentellen Verteilung, die bei Messungen am Teststrahl (siehe Abschnitt 3.4.2.) mit Hilfe von Filtern erzeugt wurde. Die Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Verteilungen war in beiden Fällen sehr gut. Wegen der gewählten Normierung der P_i^j -Verteilungen waren wahrscheinlichster Wert und Breite der resultierenden $\ln L$ -Verteilungen nahezu unabhängig von der Ladung Q und der Geschwindigkeit β : somit konnten durch einen einzigen Schnitt in den $\ln L$ -Verteilungen, der entsprechend der gewünschten Nachweiswahrscheinlichkeit gewählt wurde, echte und Untergrundereignisse unabhängig von Ladung Q und Geschwindigkeit β - getrennt werden. Der Schnitt $\ln L > (-38)$ ergab, daß Teilchen jeder Ladung Q und jeder Geschwindigkeit β mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von mindestens 95% akzeptiert wurden.

5.1.3. Ergebnisse

Vor Anwendung des Maximum-Likelihood-Tests wurde für jedes Ereignis zunächst ein Schätzwert für den wahrscheinlichsten Energieverlust PH_p aus 6 der 9 Pulshöhen, die am dichtesten beisammen lagen und die kleinste Standardabweichung ergaben, berechnet. Zur Vereinfachung der Auswertung wurden, ausgehend von diesem Wert, die dE/dx -Triggerdaten in zwei Klassen eingeteilt:

$$PH_p \leq 0.42 \quad \text{Klasse I} \quad 2.1 \times 10^5 \text{ Ereignisse}$$

$$PH_p > 0.42 \quad \text{Klasse II} \quad 16.9 \times 10^5 \text{ Ereignisse}$$

Die zu Klasse I gehörigen Ereignisse wurden als Kandidaten für $1/3$ Quarks, die zu Klasse II gehörigen als Kandidaten für $2/3$ Quarks angesehen.

Zunächst wird die Auswertung der Klasse I beschrieben. Die Energieverlustverteilung für Teilchen mit $Q = 1/3e$ und $\beta = 0.98$ ist breiter als jede Verteilung mit $Q > 1/3e$ und $\beta < 0.98$; daher wurden im ersten Schritt der Auswertung alle Daten mit der Verteilung

$$P_i^j (Q = 1/3e, \beta = 0.98, \Delta E_k^j) \quad (5.2)$$

verglichen. Damit die gemessenen Pulshöhen mit der Verteilung (5.2) verglichen werden konnten, wurde in Abhängigkeit von der wahrscheinlichsten Pulshöhe PH_p ein Umrechnungsfaktor $F = Q^2/PH_p$ (für die Verteilung (5.2) ist $Q^2 = 0.1$) berechnet; die Pulshöhen $\hat{PH}_j = F \cdot PH_j$ konnten direkt mit der Verteilung (5.2) für relativistische Quarks mit $Q = 1/3e$ (für welche $PH_p = 0.1$ ist) verglichen werden.

In Abb. 31 ist die Verteilung von $\ln L$ für die Annahme (5.2) für alle Daten der Klasse I dargestellt. Ein Schnitt bei $\ln L > (-38)$, der für Quarks der Ladung $Q = 1/3e$ und $\beta = 0.98$ eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 95%, für jede andere Ladung $Q > 1/3e$ und $\beta < 0.98$ eine größere Nachweiswahrscheinlichkeit hatte, zeigte, daß fast alle Kandidaten inkonsistente Pulshöhen aufwiesen: von den 2.1×10^5 Ereignissen blieben nach Anwendung des ersten Kriteriums 27 Ereignisse übrig.

In einem zweiten Schritt wurden die 27 Ereignisse mit den theoretischen Energieverlustverteilungen

$$P_i^j (Q = Q', \beta = 0.98, \Delta E_k^j) \quad (5.3)$$

verglichen (Q' ist hierbei die Ladung, die dem wahrscheinlichsten Wert der Pulshöhe PH_p entspricht). Wurde für die verbleibenden 27 Ereignisse $\ln L$ mit der Näherung (5.3) berechnet und ein Schnitt bei $\ln L > (-38)$ angewendet, blieben 8 Ereignisse übrig.

Bei diesen 8 Ereignissen wurden mit der χ^2 -Methode die Flugzeiten auf Konsistenz untersucht. Aus den 7 gemessenen Flugzeiten τ_i wurde die Geschwindigkeit β_i berechnet. Für die Berechnung von χ^2 wurde β^{-1} verwendet (β^{-1} ist proportional zu τ_i und kann durch eine Gaußverteilung beschrieben werden, siehe Abschnitt 3.4.2., Formel 3.19).

$$\chi^2(\langle \beta^{-1} \rangle) = \sum_{i=1}^7 \left(\frac{\beta_i^{-1} - \langle \beta^{-1} \rangle}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.4)$$

Da die Streuungen σ_i der Flugzeiten im Falle schwach ionisierender Teilchen stark von der Pulshöhe abhängig waren (siehe Abb. 21 und Abschnitt 3.4.2), wurden bei der Berechnung von (5.4) Werte von σ_i , die der Pulshöhe $PH_p = 0.065$ entsprachen, verwendet. Das resultierende χ^2 lieferte daher einen "optimistischen" Wert für die Konsistenz der Flugzeiten für Pulshöhen > 0.065 . Ein Schnitt bei $\chi^2 \leq 12.5$ (für 6 Freiheitsgrade) hatte für Ereignisse mit $PH_p = 0.065$ eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 95%, für Ereignisse mit $PH > 0.065$ eine Nachweiswahrscheinlichkeit $> 95\%$.

Nach Anwendung des χ^2 -Schnittes blieb ein Ereignis übrig. Die wesentlichen Parameter dieses Ereignisses sind in Tabelle 5.I zusammengestellt.

Tabelle 5.I

Teleskop	PH_p	$\langle PH \rangle$	$\ln L$	$\langle \beta^{-1} \rangle$	χ^2 ($\langle \beta^{-1} \rangle$)
β	0.12	0.15	-32.2	1.1	2.6

Um zu untersuchen, ob es sich bei diesem Ereignis um ein Quark oder ein Untergrundereignis handelte, wurde die Abhängigkeit der $\ln L$ -Verteilung von verschiedenen Parametern untersucht. In Abb. 32 ist die Likelihood $\ln L$ für einen Teil der Daten aufgetragen und zwar für die gesamte Stichprobe und für die Ereignisse mit $\chi^2 \leq 12.5$. Zwischen beiden Verteilungen (mit und ohne χ^2 -Schnitt) besteht kein signifikanter Unterschied, was bedeutet, daß es sich bei diesen Ereignissen um Untergrund handeln muß. In Abb. 33 ist die χ^2 -Verteilung für eine Stichprobe der Daten für zwei verschiedene Bereiche von PH_p aufgetragen. Vergleicht man die beiden Verteilungen (Verteilung 1: $0.3 < PH_p < 0.42$; Verteilung 2: $PH_p < 0.15$) kann wiederum kein signifikanter Unterschied zwischen beiden Verteilungen festgestellt werden. Es fällt auf, daß keine der beiden Verteilungen Ähnlichkeit

mit einer χ^2 -Verteilung hat. Die relative Flachheit der beiden Verteilungen entspricht der Hypothese, daß die Hauptquelle für Untergrundereignisse niederenergetische γ -Schauer waren: aller Wahrscheinlichkeit nach wechselwirkten mehrere γ -Strahlen in jedem Zähler eines Teleskops und waren hierbei über die ganze Oberfläche des Zählers beliebig verteilt.

Zur Untersuchung des Kandidaten standen folgende weitere Informationen zur Verfügung:

a) Ansprechen von Zählern benachbarter Teleskope:

bei Untergrundereignissen, die von γ -Schauern herrührten, zeigte es sich, daß vor allem bei den Teleskopen in Vorwärtsrichtung eine große Zahl von Zählern benachbarter Teleskope mit Pulshöhen ansprachen, die wesentlich kleiner als die Pulshöhe von min.I. Teilchen waren. Dies traf auch auf den Kandidaten im β -Teleskop zu; somit konnte er als Untergrundereignis angesehen werden.

b) Signale in den Monitorzählern:

bei einem Großteil der Daten wurde untersucht, ob es zwischen den $\ln L$ -Verteilungen und den Signalen in den Monitorzählern, die anzeigten, daß es sich um Strahl-Strahl-Ereignisse handelte, Korrelationen gab. Es wurde jedoch keine Abhängigkeit festgestellt. Der Quarkkandidat konnte vom Standpunkt dieser Information aus, sowohl von einem Strahl-Strahl-Ereignis als auch von einem Strahl-Restgas-Ereignis, das entlang Ring 1 erzeugt worden war, herrühren. Dasselbe traf auf ca 70% aller gemessenen Ereignisse zu. Ausgehend von der Monitorzählerinformation konnte der Quarkkandidat nicht von Untergrund unterschieden werden.

c) Cluster-Information der Proportionalkammern:

für den Kandidaten fand man in den 6 Ebenen der Proportionalkammern nur einen möglichen Cluster, der mit einer, in die Akzeptanz des Teleskops fallenden, geraden Spur aus dem Wechselwirkungsvolumen assoziiert werden konnte. Nimmt man für die Ansprechwahrscheinlichkeit für relativistische Quarks der Ladung $|Q| = 1/3e$ den pessimistischen Wert von 50% pro Ebene (siehe Abschnitt 3.4.3. und Abb. 25) müßten

90% aller Quarks in mehr als einer Ebene Cluster liefern.

Ausgehend von diesen Kriterien kann man sagen, daß der gefundene Kandidat ein durch γ -Schauer zustande gekommenes Untergrundereignis war.

In der Klasse I wurde somit kein Quark im Geschwindigkeitsbereich $0.35 < \beta < 1$ gefunden.

Die Ereignisse, die in die Klasse II fielen, wurden auf analoge Weise ausgewertet. Im ersten Schritt wurden die Daten mit den relativistischen Verteilungen

$$P_i^j (Q = 2/3e, \beta = 0.98, \Delta E_k^j) \quad (5.5)$$

verglichen. Der Umrechnungsfaktor für den Vergleich der Verteilungen betrug $F = 0.42/PH_p$. Die Ergebnisse sind in Abb. 34 zusammengestellt. Nach einem Schnitt bei $\ln L > (-38)$ blieben, bei Vergleich mit der relativistischen Verteilungsfunktion (5.5), im Pulshöhenbereich $0.42 < PH_p \leq 0.75$ vier Ereignisse übrig. Bei Vergleich mit der "verbesserten" Verteilungsfunktion (die Ladung Q' entsprach dem wahrscheinlichsten Wert der Pulshöhe PH_p) blieben 3 Ereignisse übrig. Alle 3 Ereignisse wurden durch die Forderung der Flugzeitkonsistenz $\chi^2(<\beta^{-1}) \leq 12.5$ ausgeschieden. Von den Ereignissen mit $PH_p > 0.75$ blieben nach dem Likelihood-Test (5.5) 66 Kandidaten mit $\ln L > (-38)$ übrig, aber nicht ein einziges Ereignis hatte ein $\chi^2 < 15$. Die Mehrzahl dieser Ereignisse waren zufällige Koinzidenzen von mehreren Teilchen der Ladung $Q = 1e$, die durch die Ränder der Zähler gingen, wie man aus der Proportionalkammerinformation ersehen konnte.

In der Klasse II wurde im Geschwindigkeitsbereich $0.7 < \beta < 1$ somit kein Quark gefunden.

5.2. Analyse des Flugzeit-Triggers

Die Flugzeit-Triggerdaten unterschieden sich folgendermaßen von den dE/dx -Triggerdaten:

- a) die Energieverlustverteilung für Quarks mit $\beta < 0.55$ (und Massen ~ 1 GeV) kann in guter Näherung durch eine Gaußverteilung beschrieben werden. Das bedeutet, daß die Konsistenz der Pulshöhen mit Hilfe des χ^2 -Tests (anstelle des Maximum-Likelihood-Tests) geprüft werden konnte. Dabei mußte jedoch die Abbremsung beim Durchgang durch die 9 Zähler des Teleskops, sowie der mögliche Einfang im letzten Zähler des Teleskops berücksichtigt werden. Der Vorgang der Abbremsung hängt von der Geschwindigkeit β , der Ladung Q und der Masse M ab.
- b) für langsame Quarks mit $\beta \leq 0.55$ betrug, wegen des größeren Ionisierungsvermögens, die Ansprechwahrscheinlichkeit der Proportionalkammern $\sim 100\%$. Daher konnten die Proportionalkammern zur Rekonstruktion von Spuren und zur Ausscheidung von Untergrundereignissen eingesetzt werden.

5.2.1. Kriterien für die Reduktion der Daten

Es wurden insgesamt 4.0×10^6 Flugzeit-Trigger registriert und auf Band geschrieben. Zur ersten Trennung von Quarkkandidaten und Untergrundereignissen wurden folgende Schnitte angewendet:

Schnitt	ausgeschiedene Ereignisse	verbleibende Ereignisse
kein Signal in den Antikoinzidenzzählern	2.4×10^6	1.60×10^6
nur <u>eine</u> Spur durch das ansprechende Teleskop	1.1×10^6	0.50×10^6
Burst-Schnitt	1.2×10^4	0.49×10^6

Durch den Antikoinzidenzzählerschnitt wurden hauptsächlich schnelle Teilchen ausgeschieden, die schräg durch das Teleskop gingen, d.h. in den ersten Zählern nahe am Photomultiplier, in den letzten Zählern des Teleskops nahe am Rand; derartige Teilchen täuschten ein langsames Teilchen vor, das die Flugzeit-Trigger-Bedingung erfüllte und somit zunächst akzeptiert worden war. Durch die Forderung, daß nur

Ereignisse mit einer Spur, ausgehend vom Wechselwirkungsvolumen, akzeptiert werden, konnten hauptsächlich zufällige Koinzidenzen zwischen zwei schnellen Teilchen ausgeschieden werden. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit war größer als 95%. Durch den Burst-Schnitt wurden Ereignisse, die während kurzer Intervalle auftraten, in denen die Untergrundzählrate eines der beiden ISR-Strahlen sprunghaft anstieg, ausgeschieden.

Die nach den Schnitten verbleibenden 0.49×10^6 Ereignisse wurden mit χ^2 -Tests auf Konsistenz der Pulshöhen und Flugzeiten untersucht.

5.2.2. Anwendung der χ^2 -Methode

Für die verwendete Zählerdicke und den Geschwindigkeitsbereich des Flugzeit-Triggers kann die Energieverlustverteilung in guter Näherung durch eine Gaußverteilung beschrieben werden. Die Konsistenz der Pulshöhen kann daher durch einen χ^2 -Test geprüft werden. Die Streuung der Verteilung (siehe Formel 3.16) ist für eine gegebene Ladung Q nahezu unabhängig von der Geschwindigkeit β ⁵⁵). Für ein Quark der Ladung $Q = 2/3e$ im Geschwindigkeitsbereich $0.25 < \beta < 0.55$ variiert die Streuung σ_G zwischen 0.28 und 0.31 MeV. Wie bereits erwähnt, konnten Teilchen im Geschwindigkeitsbereich des Flugzeit-Triggers beim Durchgang durch die neun Zähler des Teleskops abgebremst oder im letzten Zähler gestoppt werden: das hatte zur Folge, daß der Energieverlust von Zähler zu Zähler anstieg. Dies galt vor allem für langsame Protonen und Deuteronen, die vom Flugzeit-Trigger erfaßt wurden. Dieser Effekt hängt von der Masse des Teilchens, der Geschwindigkeit und der Ladung ab. Für starke Abbremsung ist der Effekt nichtlinear. Korrelationen zwischen den einzelnen Pulshöhen führen zu Abweichungen von der Gaußverteilung: eine genaue Anpassung an die erwartete Verteilung würde einen unangemessenen mathematischen Aufwand erfordern. Aus diesem Grunde wurden die neun gemessenen Pulshöhen durch einen linearen Ausdruck approximiert, der

das Ansteigen der Pulshöhen von Zähler zu Zähler berücksichtigte. Zur Berechnung von Mittelwert und Steigung wurde die "Methode der kleinsten Quadrate" verwendet:

$$\tilde{PH}_i = \tilde{PH}_5 + t_i \cdot \Delta PH \quad (5.6)$$

$\tilde{PH}_5$ = Pulshöhe im Referenzzähler 5, der der Mitte des Teleskops entsprach.*

ΔPH = Zunahme der Pulshöhe pro Zählereinheit.

t_i = Flächenbelegung (in $g \cdot cm^{-2}$) zwischen Zähler Z_i und Referenzzähler Z_5 .

Für jedes Ereignis wurde ein $\chi^2(PH)$ als Schätzwert für die Güte der Anpassung berechnet:

$$\chi^2(PH) = \sum_{i=1}^9 \left(\frac{PH_i - \tilde{PH}_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.7)$$

Für Teilchen, die nur leicht abgebremst wurden, stimmte die nach (5.7) berechnete Verteilung mit der theoretischen χ^2 -Verteilung für 7 Freiheitsgrade überein. Für Teilchen, die beträchtlich verlangsamt wurden, verschob sich die resultierende Verteilung nach höheren Werten von χ^2 . Dies mußte bei der Festlegung von Schnitten in der $\chi^2(PH)$ -Verteilung berücksichtigt werden: die Nachweiswahrscheinlichkeit eines jeden Schnittes, der eine Funktion von β , Q und der Masse des Teilchens ist, wurde durch Monte-Carlo-Ereignisse bestimmt (siehe unten).

Bei den Flugzeiten machte sich der Effekt der Abbremsung aus zwei Gründen weniger bemerkbar als bei den Pulshöhen:

- a) die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit ist weniger ausgeprägt als beim Energieverlust;
- b) die einzelnen Flugzeitmessungen lieferten jeweils ein mittleres β (gemittelt über die Flugstrecke), wodurch die durch Abbremsung bedingten Abweichungen verkleinert wurden.

Daher wurde mit den berechneten Flugzeiten ein gewichtetes

*Der 5. Zähler wurde auf Konsistenz geprüft, um zu sehen, ob große Abweichungen vom Mittelwert vorlagen.

mittleres $\langle \beta^{-1} \rangle$ berechnet sowie ein $\chi^2(\langle \beta^{-1} \rangle)$:

$$\chi^2(\langle \beta^{-1} \rangle) = \sum_{i=1}^7 \left(\frac{\beta_i^{-1} - \langle \beta^{-1} \rangle}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.8)$$

Die Streuungen σ_i entsprachen den gemessenen Fehlern der einzelnen Flugzeiten.

Um Anwendbarkeit und Nachweiseigenschaften der χ^2 -Methode zur Prüfung von Konsistenz von Pulshöhen und Flugzeiten zu untersuchen, wurde ein Monte-Carlo-Programm geschrieben: für Teilchen der Ladung $Q = 1e, 1/3e, 2/3e$ wurden unter Berücksichtigung der Abbremsung Pulshöhen und Flugzeiten beim Durchgang durch die 9 Zähler eines Teleskops berechnet und $\chi^2(PH)$ und $\chi^2(\langle \beta^{-1} \rangle)$ bestimmt.

Die Simulation geschah nach folgender Methode: ein Teilchen mit einer bestimmten Geschwindigkeit β , einer bestimmten Ladung Q und einer bestimmten Masse M durchquerte das Teleskop und erlitt in jedem Zähler einen bestimmten Energieverlust, der entsprechend einer Gaußverteilung zufällig gewählt wurde. Nach jedem Zähler wurde die Geschwindigkeit β neu berechnet und zur Bestimmung des Energieverlustes im nächsten Zähler verwendet. Aus den erhaltenen Geschwindigkeiten wurden die Flugzeiten berechnet und entsprechend einer Gaußverteilung mit Berücksichtigung der experimentellen Zeitauflösung zufällig gewählt. Damit die gemessenen Werte mit den simulierten Werten verglichen werden konnten, wurden die Daten auf Uniformitätsschwankungen hin untersucht und korrigiert. Die Korrekturen betrugen bei den Flugzeiten ca 1 nsec und ca 10% bei den Pulshöhen und wurden aus Kalibrations-Runs mit min.I.-Teilchen bestimmt. Abb. 35 zeigt die Pulshöhenverteilung für Protonen ($0.57 \leq \beta \leq 0.65$) zusammen mit der nach Monte Carlo berechneten Verteilung für Zähler 9 von Teleskop α . Abb. 36 zeigt, wie sich die Pulshöhen von Protonen ($0.57 \leq \beta \leq 0.65$) beim Durchgang durch ein Teleskop aus 9 Zählern (als Funktion der zurückgelegten Wegstrecke) ändern. Zum Vergleich sind die nach Monte Carlo berechneten Werte für denselben Geschwindig-

keitsbereich eingetragen. Die Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Werten ist sehr gut. Die Fehlerbalken entsprechen den Streuungen $\pm \sigma$ der Pulshöhenverteilungen. Auch bei den Streuungen zeigt sich gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Werten, ausgenommen bei den letzten Zählern des Teleskops: hier sind die gemessenen Streuungen größer als die berechneten. Mit wachsender Zählergröße nahmen die Beiträge von Nichtuniformitäten, die von der durchgeführten linearen Pulshöhenkorrektur nicht erfaßt wurden, zu. Dazu kam, daß die Flugzeit-Triggerbedingung vor allem von Protonen, die durch die Zählerränder gingen und das Teleskop schräg durchquerten, erfüllt wurde: durch die längere Flugzeit wurde ein langsames Teilchen vorgetäuscht, die durch Absorption verkleinerte Pulshöhe konnte ein Teilchen mit einer Ladung < 1 simulieren. Die Nichtuniformitäten der Lichtsammlung waren für die breitere Streuung in den letzten Zählern des Teleskops verantwortlich. Daher wurden bei der folgenden Auswertung die experimentell bestimmten Streuungen für die Pulshöhe bei der Anpassung und bei der Berechnung von $\chi^2(\text{PH})$ verwendet.

5.2.3. Ergebnisse

Für jedes Ereignis des Flugzeit-Triggers wurde nach der beschriebenen Methode ein $\chi^2(\text{PH})$ und ein $\chi^2(\langle \beta^{-1} \rangle)$ berechnet, sowie $\langle \beta \rangle$ und die mittlere Pulshöhe $\langle \text{PH} \rangle$. Mit Hilfe des beschriebenen Monte Carlo Programms wurden für eine bestimmte Ladung Q und für verschiedene Massen und Geschwindigkeiten $\chi^2(\text{PH})$ - und $\chi^2(\langle \beta^{-1} \rangle)$ -Verteilungen erzeugt. Aus diesen Verteilungen erhielt man die Nachweiswahrscheinlichkeit für einen bestimmten Schnitt. Abb. 37 zeigt die gemessene und nach Monte Carlo berechnete $\chi^2(\text{PH})$ -Verteilung für Protonen mit demselben Geschwindigkeitsspektrum. In Tabelle 5.II sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten für den kombinierten χ^2 -Schnitt, wobei $\chi^2(\text{PH}) \leq 20$ und $\chi^2(\langle \beta^{-1} \rangle) \leq 20$ gewählt wurde, für die Ladung $Q = 2/3e$ und eine Reihe von Geschwindigkeiten und Massen zusammengestellt.

Tabelle 5.II

β M	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.55	0.60
0.938					90.0	99.2	99.1
1.875				97.0	99.1	99.6	99.9
5		86	99.6	99.5	99.5	99.7	99.3
10		99.2	99.5	99.5	99.3	99.3	99.6
15	78	99.2	99.7	99.7	99.4	99.7	99.4
20	86	99.7	99.5	99.7	99.5	99.8	99.6
24	87	99.4	99.7	99.8	99.5	99.2	99.8

Für die Ladung $Q = 1/3e$ wurde eine ähnliche Tabelle erstellt.

Nach Anwendung der $\chi^2(\text{PH})$ - und der $\chi^2(\langle\beta^{-1}\rangle)$ -Schnitte auf die Daten blieb eine große Zahl von Ereignissen, hauptsächlich langsame Protonen und Deuteronen übrig. Die ausgeschiedenen Ereignisse waren auf zufällige Rekonstruktionen in den Proportionalkammern und auf Teilchen, die im Teleskop wechselwirkten und somit ein langsames Teilchen vortäuschten, zurückzuführen.

Für die akzeptierten Ereignisse wurde aus der mittleren Pulshöhe $\langle\text{PH}\rangle$ und der mittleren Geschwindigkeit $\langle\beta\rangle$ ein Schätzwert für die Ladung $|Q|$ berechnet: die mittlere Pulshöhe $\langle\text{PH}\rangle$ wurde mit der Pulshöhe $\langle\text{PH}\rangle_{Q=1}$, die ein Teilchen der Ladung $|Q| = 1e$ mit derselben Geschwindigkeit $\langle\beta\rangle$ haben würde, verglichen:

$$|Q|^2 = \langle\text{PH}\rangle / \langle\text{PH}\rangle_{Q=1} \quad (5.9)$$

In Abb. 38 sind die Ergebnisse nach Anwendung der χ^2 -Schnitte zusammengestellt. Die Verteilung mit dem Mittelwert bei $|Q| = 1e$ wurde von langsamen Protonen und Deuteronen erzeugt. Auf der Seite niedriger Ladungswerte reicht der Schwanz der Verteilung bis zu Werten von $Q = 0.85e$: dies liegt weit außerhalb des Bereiches, in dem Quarks der Ladung $2/3e$ erwartet werden. Die für Quarks der Ladung $2/3e$ erwartete Verteilung für $M = 10 \text{ GeV}/c^2$ und den Geschwindigkeitsbereich $0.3 \leq \beta \leq 0.55$ ist zum Vergleich in dieselbe Abbildung eingetragen.

Da innerhalb der 90%-Konfidenzgrenze kein Quarkkandidat gefunden wurde, kann abschließend gesagt werden, daß unter den Flugzeit-Triggerdaten kein Quark im Ladungsbereich $0.1e < |Q| < 0.8e$ gefunden wurde.

6. Flußgrenzen und Produktionswirkungsquerschnitte

Das Ergebnis des Experiments kann als Grenzwert für den Quarkfluß und in modellabhängiger Weise als Grenzwert für den Produktionswirkungsquerschnitt angegeben werden.

6.1. Flußgrenzen

Für jeden ISR-Run wurde die Strahl-Strahl-Wechselwirkungsrate $R_1 \cdot R_2$ und die totale 8-fache Koinzidenzzählrate $R_8^t(T)$ für jedes Teleskop gemessen:

$$R_8^t(T) = c_1(T) \cdot R_1 \cdot R_2 + c_2(T) \cdot BG \quad (6.1)$$

Die 8-fache Zählrate $R_8^t(T)$ setzt sich zusammen aus dem Anteil $c_1(T) \cdot R_1 \cdot R_2$, der von den primären Strahl-Strahl-Wechselwirkungen herrührt und dem Anteil $c_2(T) \cdot BG$, der von Strahl-Restgas- und Strahl-Wandkollisionen abhängt; die Größen $c_1(T)$, $c_2(T)$ sind für ein bestimmtes Teleskop und eine bestimmte ISR-Energie konstant. Die Konstante $c_2(T)$ wurde durch Messungen von $R_8^t(T)$ und der Rate BG während Runs bestimmt, bei denen nur Ring 1 mit Protonen gefüllt war. Kennt man $c_2(T)$, kann $c_1(T)$ aus der Beziehung (6.1) berechnet werden. Die Konstanten $c_1(T)$, $c_2(T)$ wurden für jeden ISR-Run bestimmt.

Der Fluß $R_8(T)$ normaler Teilchen durch ein Teleskop, der von primären Strahl-Strahl-Wechselwirkungen herrührte, betrug demnach:

$$R_8(T) = c_1(T) \cdot R_1 \cdot R_2 \quad (6.2)$$

Die Fehler bei der Berechnung von $R_8(T)$ waren kleiner als $\pm 10\%$.

Die 90%-Konfidenzgrenze* für den Quarkfluß durch ein Teleskop ergibt sich:

$$\Phi(T) = 2.3/R_0(T) \quad (6.3)$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

Tabelle 6.1

Teleskop	Quarkfluß / Fluß normaler Teilchen		
	s = 2830 GeV ²	s = 2080 GeV ²	s = 3844 GeV ²
A	$< 1.89 \times 10^{-9}$	$< 1.29 \times 10^{-8}$	$< 9.61 \times 10^{-6}$
W	$< 5.54 \times 10^{-9}$	$< 3.13 \times 10^{-8}$	$< 2.55 \times 10^{-5}$
α	$< 2.53 \times 10^{-9}$	$< 1.50 \times 10^{-8}$	$< 1.36 \times 10^{-5}$
β	$< 5.29 \times 10^{-9}$	$< 3.14 \times 10^{-8}$	$< 2.66 \times 10^{-5}$
δ	$< 1.33 \times 10^{-8}$	$< 6.55 \times 10^{-8}$	$< 5.74 \times 10^{-5}$
L	$< 4.29 \times 10^{-8}$	$< 1.65 \times 10^{-7}$	$< 2.32 \times 10^{-4}$
Total	$< 7.18 \times 10^{-10}$	$< 4.36 \times 10^{-9}$	$< 3.62 \times 10^{-6}$

Werden die Messungen aus den drei ISR-Energien zusammengefaßt und für alle Teleskope aufsummiert, erhält man für die 90%-Konfidenzgrenze für den Quarkfluß F_Q im Vergleich zum Fluß

*Im Experiment wurde kein Quark gefunden. Nimmt man für die Schwankungen des gemessenen Quarkflusses Poisson-Statistik an, so entspricht dem Meßwert von Null Quarks der Mittelwert von 2.3.

normaler Teilchen:

$$F_q/F_{Q=1} \leq 6.0 \times 10^{-10} \quad (6.4)$$

6.2. Grenzwerte für die Produktionswirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Quarks der Ladung $Q = 1/3e$ und $Q = 2/3e$ wurden für die Reaktion $pp \rightarrow ppq\bar{q}$ berechnet; dabei wurde angenommen, daß die Verteilung der Transversalimpulse p_T der Reaktionspartner mit einer Gaußverteilung mit dem Mittelwert $\langle p_T \rangle = 0.4 \text{ GeV}/c$ beschrieben werden kann.⁶²⁾

Der totale Produktionswirkungsquerschnitt (90%-Konfidenzwert) wurde für verschiedene Massen und die erwähnten Ladungen nach der Formel

$$\sigma_t(M, Q) = \frac{2.3}{L \cdot A(M, Q) \cdot \epsilon_t} \quad (\text{cm}^2) \quad (6.5)$$

berechnet.

L = integrierte Luminosität (cm^{-2})

$A(M, Q)$ = Akzeptanz als Funktion der Masse M und der Ladung Q für das verwendete Modell (siehe Abschnitt 3.4.4. und Abb. 27)

ϵ_t = Produkt aller Nachweiswahrscheinlichkeiten

Tabelle 6.II

$s \text{ (GeV}^2\text{)}$	2080	2830	3844
LUMINOSITÄT (cm^{-2})	0.66×10^{35}	3.66×10^{35}	0.75×10^{32}

Die integrierten Luminositäten L für die drei verschiedenen ISR-Energien sind in Tabelle 6.II zusammengestellt.

Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_t hing vom jeweiligen Trigger und der Ladung Q ab. Für den dE/dx -Trigger galt:

$$\epsilon_t = \epsilon_{el} \cdot \epsilon_B \cdot \epsilon_{lnL} \cdot \epsilon_{\chi^2(<\beta^{-1}>)} \quad (6.6)$$

wobei:

- $\epsilon_{el} = 0.96$ elektronische Nachweiswahrscheinlichkeit für $Q = 1/3e$
- $\epsilon_{el} = 0.92$ elektronische Nachweiswahrscheinlichkeit für $Q = 2/3e$
- $\epsilon_B = 0.98$ Totzeitverluste durch Burst-Schnitt
- $\epsilon_{lnL} = 0.95$ Akzeptanz des $\ln L$ -Schnitts
- $\epsilon_{\chi^2(<\beta^{-1}>)} = 0.95$ Akzeptanz des χ^2 -Schnitts

Für den Flugzeit-Trigger galt:

$$\epsilon_t = \epsilon_{el} \cdot \epsilon_B \cdot \epsilon_{Rek} \cdot \epsilon_{PK} \cdot \epsilon_{\chi^2(PH)} \cdot \epsilon_{\chi^2(<\beta^{-1}>)} \quad (6.7)$$

wobei:

- $\epsilon_{el} \cong 1$ für $Q = 1/3e$ und $Q = 2/3e$
- $\epsilon_B = 0.98$
- $\epsilon_{Rek} = 0.95$ Rekonstruktionswahrscheinlichkeit
- $\epsilon_{PK} = 0.99$ Ansprechwahrscheinlichkeit der Proportionalkammern
- $\epsilon_{\chi^2(PH)} =$ abhängig von β , M und Q
- $\epsilon_{\chi^2(<\beta^{-1}>)} =$ abhängig von β , M und Q

In Abb. 39 sind die nach (6.5) berechneten Wirkungsquerschnitte als Funktion der Quarkmasse für die Ladungen $Q = 1/3e$ und $Q = 2/3e$ für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ aufgetragen. Für Quarkmassen bis zu $20 \text{ GeV}/c^2$ und die Ladungen $Q = 1/3e$ und $Q = 2/3e$ erhält man folgende obere Grenzen

(90% Konfidenz) für die Produktionswirkungsquerschnitte:

$$\begin{aligned}\sigma_t(Q=1/3e) &\leq 4 \times 10^{-35} \text{ cm}^2 \\ \sigma_t(Q=2/3e) &\leq 8 \times 10^{-35} \text{ cm}^2\end{aligned}\tag{6.8}$$

Für das isotrope Modell und die Reaktion $pp \rightarrow ppq\bar{q}$ sind wegen der kleineren Akzeptanz (siehe Abschnitt 3.4.4. und Abb. 26) die entsprechenden Grenzwerte für die Quarkproduktion größer als die für das Modell mit beschränktem Transversalimpuls (6.8). Man erhält für 90% Konfidenz folgende Werte für die Produktionswirkungsquerschnitte:

$$\begin{aligned}\sigma_t(Q=1/3e) &\leq 7 \times 10^{-34} \text{ cm}^2 \\ \sigma_t(Q=2/3e) &\leq 1.2 \times 10^{-33} \text{ cm}^2\end{aligned}\tag{6.9}$$

Die entsprechenden Werte für verschiedene Quarkmassen sind ebenfalls in Abb. 39 eingetragen.

7. Diskussion

Im vorliegenden Experiment wurden keine Quarks gefunden. Das negative Ergebnis* kann so gedeutet werden:

- die Masse der Quarks könnte größer sein als $24 \text{ GeV}/c^2$; somit hätten Quarks mit der zur Verfügung stehenden Reaktionsenergie nicht erzeugt werden können. Die Vorhersage des "naiven" nicht-relativistischen Quarkmodells jedoch, daß Quarks sehr große Massen, $\geq 10 \text{ GeV}/c^2$, hätten, wird von neueren Modellen¹⁰⁾ nicht mehr geteilt. Nach diesen Modellen ist die Quarkmasse kleiner als die Protonmasse ($M_q \approx 1/3 m_p$) und hätte somit in den bisherigen Experimenten, einschließlich des vorliegenden, ohne Schwierigkeiten nachgewiesen werden können.
- die Produktionswirkungsquerschnitte könnten kleiner als 10^{-35} cm^2 sein; somit wäre die von den Speicherringen gelieferte Intensität nicht ausreichend gewesen. Gegen diese Annahme sprechen jedoch mehrere Produktionsmodelle, die für die Erzeugung von Quarks Wirkungsquerschnitte (siehe Abschnitt 2.2) vorhersagen, die größer als 10^{-35} cm^2 sind.
- Quarks existieren möglicherweise nicht als freie Teilchen, sondern kommen auf Grund bestimmter noch nicht bekannter Auswahlregeln nur in gebundenen Zuständen mit ganzzahliger Ladung und ganzzahliger Baryonenzahl vor. Quarks könnten auch eine Art von "Quasiteilchen" sein, die nur als dynamische Zustände innerhalb der Hadronen existieren, ähnlich den Phononen, die nur innerhalb des Kristallgitters existieren³⁾.

Um die Tatsache zu erklären, daß bislang keine Quarks gefunden wurden, kann die "Quark-confinement" Theorie heran-

* Auch in zwei weiteren Experimenten zur Suche nach Quarks, die an den CERN-Proton-Speicherringen durchgeführt wurden^{63,64)} und in zwei weiteren Experimenten am FNAL^{65,66)} wurden keine Quarks nachgewiesen.

gezogen werden. Kogut und Susskind⁶⁷⁾ und Wilson⁶⁸⁾ entwickelten diese Vorstellung ausgehend vom "Farb-Quarkmodell"¹²⁾. Baryonen sind in diesem Modell aus drei Quarks verschiedener Farbe aufgebaut, Mesonen bestehen aus einem Quark und einem Antiquark gleicher Farbe, jedoch gemittelt über alle Farbzustände. Hadronen sind also in diesem Modell Farb-Singulets. Mit diesem Modell wurde eine Reihe von Schwierigkeiten, die beim "naiven" Quarkmodell auftraten, gelöst, wie das Problem der Sättigung und das Statistikproblem. Die Zerfallsrate für $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ stimmt mit der Erfahrung überein. Der Wert von $R = 2$ ($R = \text{Verhältnis von } \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) \text{ zu } \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$) stimmt besser mit der Erfahrung überein als der Wert $R = 2/3$ des "naiven" Quarkmodells.

Das "Quark-confinement" kann ausgehend von den Kräften zwischen farbigen Quarks verstanden werden: die Kräfte zwischen farbigen Quarks werden mit zunehmendem Abstand nicht kleiner, sondern bleiben konstant (im Gegensatz zu den Kräften zwischen "normalen" Quarks). Wird durch Zuführung von Energie versucht, ein Quark von einem Proton abzutrennen, steigt die potentielle Energie des Systems sehr rasch an: aus der potentiellen Energie wird durch Materialisation ein Quark-Antiquark-Paar gebildet. Das neue Quark ersetzt das vom Proton abgetrennte, das Proton kehrt in seinen ursprünglichen Zustand zurück. Das neue Antiquark verbindet sich mit dem vom Proton abgetrennten Quark und bildet ein Meson. Nach diesem Mechanismus ist es nicht möglich, freie Quarks zu erzeugen: jeder Versuch, Quarks zu isolieren, führt einzig zur Erzeugung neuer Hadronen⁶⁹⁾.

Die Tatsache, daß bisher Quarks nicht nachgewiesen werden konnten, ist nach dieser Vorstellung eine direkte Konsequenz der Natur der starken Kräfte und nicht eine Folge experimenteller Beschränkungen.

TABELLE 1: Quarkexperimente an Beschleunigern

Gruppe	E_{pr}	Detektor	Q	$(M_q)_{max}$	$F_q / \pi \cdot 90\%$	$d^2\sigma/dpd\Omega_{90\%}$	$\sigma_{tot} 90\%$
Bingham et al. ²⁸⁾ CERN 1964	21.	Blasenkammer (C_2F_5Cl)	-1/3 -2/3	2.0 2.2	$5 \cdot 10^{-9}$ $4 \cdot 10^{-8}$	$4 \div 10 \cdot 10^{-36}$ $2 \div 5 \cdot 10^{-36}$	$5 \cdot 10^{-35}$
Leipuner et al. ²⁹⁾ BNL 1964	28.	Szintillationszähler	1/3	2.0	$10^{-10} d)$ $5 \cdot 10^{-10} b)$	$2 \cdot 10^{-36}$	10^{-34}
Hegopien et al. ³⁰⁾ BNL 1964	31.	Blasenkammer (H_2)	+1/3 +2/3	2.0 2.5	$4 \cdot 10^{-6}$ $8 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-32}$ $2.5 \cdot 10^{-32}$	
Blum et al. ³¹⁾ CERN 1964	27.5	Blasenkammer (H_2)	-1/3 -2/3	2.5 2.5	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-35}$ $1.1 \cdot 10^{-35}$	$6.5 \cdot 10^{-35}$ $2.0 \cdot 10^{-35} c)$
Franzini et al. ³²⁾ BNL 1965	30.0	El. Separator und TOF	$\geq -2/3$	2.8d)	$4.6 \cdot 10^{-9}$		
Dorfan et al. ³³⁾ BNL 1965	30.0	TOF und Cerenkov- zähler	$\geq -2/3$ -1	4.5 7.0	$5.7 \cdot 10^{-11}$	$3.5 \cdot 10^{-36}$ $8.0 \cdot 10^{-37} e)$	
Bathow et al. ³⁴⁾ DESY 1967	6.0	Szintillationszähler	1/3 2/3	0.85d) 0.90			
Foss et al. ³⁵⁾ CEA 1967	6.0	Szintillationszähler	1/3 2/3	0.78d) 0.84			
Bellamy et al. ³⁶⁾ SLAC 1967	12.0	Szintillationszähler (NaJ)	-1/3 -2/3	1.0 f) 1.5			
Antipov et al. ³⁷⁻³⁹⁾ SERPUKHOV 1969	70.	Szintillationszähler, Cerenkovzähler, Magnet, Funkenkammern	-1/3 -2/3 -4/3	4.0 3.3 4.4	$7.1 \cdot 10^{-38}$ $4.1 \cdot 10^{-38}$ $1.6 \cdot 10^{-36}$	$10^{-37} - 10^{-39}$ $1.5 \cdot 10^{-36}$	
Allaby et al. ⁴⁰⁾ CERN 1969	27.0	Szintillationszähler, Cerenkovzähler, Magnet, Streamerkammer	-1/3 -2/3 +2/3	2.7 2.4 2.5 2.5		$7.2 \cdot 10^{-39}$ $5.2 \cdot 10^{-38}$ $2.6 \cdot 10^{-35}$ $1.3 \cdot 10^{-35}$	$4.5 \cdot 10^{-40}$

Anmerkungen und Erklärung der Symbole siehe nächste Seite.

ANHANG A

Anmerkungen zu Tabelle 1:

- a) für leptonische Quarks
- b) für stark wechselwirkende Quarks
- c) gilt für die Reaktion $pp \rightarrow ppq\bar{q}$ und isotrope Winkelverteilung im CMS-System
- d) bei Berücksichtigung von Fermi-Bewegung beträgt $(M_q)_{\max} \leq 4 \text{ GeV}/c^2$
- e) gilt für Be-Target; R ist ein Faktor, der von der Fermi-Bewegung abhängt
- f) gilt für leptonische Quarks; die entsprechenden Werte von $(M_q)_{\max}$ für stark wechselwirkende Quarks betragen $0.5 \text{ GeV}/c^2$ ($Q=1/3$) und $0.75 \text{ GeV}/c^2$ ($Q=2/3$)

Erklärung der Symbole und Einheiten

E_{pr}	= Primärenergie (GeV)
Q	= Ladung in Einheiten der Elementarladung e
$(M_q)_{\max}$	= maximal mögliche Masse unter gegebenen kinematischen Bedingungen (GeV/c^2)
F_q/F_π	= 90% Konfidenzlimit für den gemessenen Pionenfluß
$d^2\sigma/dpd\Omega$	= 90% Konfidenzlimit für den differentiellen Produktionswirkungsquerschnitt ($\text{cm}^2\text{GeV}^{-1}\text{sr}^{-1}$)
σ_{tot}	= 90% Konfidenzlimit für den totalen Produktionswirkungsquerschnitt (cm^2) für die im Experiment verwendeten Annahmen

ANHANG B

TABELLE I: Maße der Zähler der Quark-Teleskope in mm

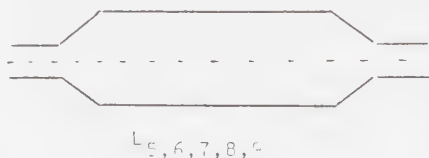
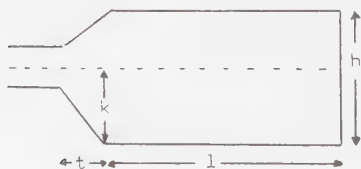
Material: Nuplex 3T

Dicke der Zähler: 20 mm

Teleskop	α, β, δ				1) L				A				2) W
	t	k	l	h	t	k	l	h	t	k	l	h	l
1	22	52	168	84	42	62	397	124	22	42	195	84	269
2	22	42	168	84	62	92	525	164	30	60	220	100	320
3	39	69	236	118	66	86	582	172	23	45	200	91	291
4	43	73	252	126	93	113	659	206	34	64	238	108	346
5	60	90	320	160	100	130	816	240	34	64	238	108	346
6	70	100	360	180	112	142	898	264	39	69	260	118	368
7	66	84	332	166	120	150	952	280	36	66	246	112	358
8	80	110	400	200	140	170	1088	320	39	69	260	118	368
9	80	100	400	200	140	160	1088	320	36	56	246	112	358

- 1) Die Zähler von Teleskop L sind beginnend mit Zähler 5 zur besseren Auflösung mit zwei Photomultipliern ausgerüstet.
- 2) Die Zähler von Teleskop W unterscheiden sich von den Zählern von Teleskop A nur durch die Länge l.

Die verwendeten Symbole sind in der nachstehenden Skizze erklärt.



ANHANG B

TABELLE II: Abstände (A) der Zähler von der Kreuzungsstelle und Flugstrecken (F), bezogen auf den ersten Zähler.
Maßeinheit: mm

Zähler Teleskop		1	2	3	4	5	6	7	8	9
α	A	1008	1260	1506	1764	2010	2258	2511	2761	3009
	F	-	252	498	756	1002	1250	1503	1753	2001
β	A	996	1254	1505	1756	2008	2243	2506	2754	3002
	F	-	258	510	760	1012	1247	1510	1758	2006
δ	A	762	946	1138	1328	1495	1684	1872	2065	2236
	F	-	184	376	566	733	922	1110	1303	1474
A	A	6026	6278	6523	6776	7021	7279	7516	7765	8017
	F	-	252	497	750	995	1233	1490	1738	1991
W	A	6025	6278	6519	6776	7021	7275	7520	7762	8019
	F	-	254	494	751	996	1250	1495	1737	1994
L 1)	A	1187	1419	1679	1987	2188	2432	2762	2920	3169
	F	-	246	530	644	885	1129	1459	1617	1855

- 1) Bei Teleskop L sind die Flugstrecken (F) nicht auf den ersten Zähler bezogen, sondern auf $(A_1 + A_2)/2$ (das entspricht der mittleren Flugzeit zwischen Zähler 1 und 2; dadurch werden ortsabhängige Korrekturen reduziert).

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) M. Bott-Bodenhausen, D.O. Caldwell, C.W. Fabjan, C.R. Gruhn, L.S. Peak, L.S. Rochester, F. Sauli, U. Stierlin, R. Tirler, B. Winstein and D. Zahniser, Phys. Letters 40 B, 693 (1972).
- 2) C.W. Fabjan, C.R. Gruhn, L.S. Peak, F. Sauli, D.O. Caldwell, L.S. Rochester, U. Stierlin, R. Tirler, B. Winstein and D. Zahniser, paper submitted to Nuclear Phys. B (1975).
- 3) J.J.J. Kokkedee, The Quark Model (W.A. Benjamin, Inc. New York, 1969).
- 4) E. Fermi and C.N. Yang, Phys. Rev. 76, 1739 (1949).
- 5) S. Sakata, Progr. Theoret. Phys. 16, 686 (1956)
- 6) M. Ikeda, S. Ogawa and Y. Ohnuki, Progr. Theoret. Phys. 22, 715 (1959).
- 7) M. Gell-Mann and Y. Ne'eman, The Eightfold Way (W. A. Benjamin, Inc., New York, 1964).
- 8) M. Gell-Mann, Phys. Letters 8, 214 (1964).
- 9) G. Zweig, CERN Preprints TH 401, 412 (1964) (unveröffentlicht).
- 10) R.P. Feynman, Photon-Hadron Interactions (W.A. Benjamin, Inc., New York, 1972).
- 11) J.J. de Swart, Phys. Rev. Letters 18, 157 (1967).
- 12) O.W. Greenberg, Phys. Rev. Letters 13, 598 (1964).
- 13) T. Massam and A. Zichichi, Nuovo Cimento 43, 227 (1966).
- 14) H. Bacry, J. Nuyts and L. Van Hove, Phys. Letters 9, 279 (1964).
- 15) M.Y. Han and Y. Nambu, Phys. Rev. 139 B, 1006 (1965).
- 16) R. Hagedorn, Suppl. Nuovo Cimento 6, 311 (1968).

- 17) V.M. Maksimenko, I.N. Sisakyan, E.L. Feinberg, D.S. Chernavskii, JETP Letters 3, 219 (1966).
- 18) S.F. Tuan, Phys. Rev. D 2, 2646 (1970).
- 19) J. Dooher, Phys. Rev. Letters 23, 1471 (1969).
- 20) A.N. Maheshwari and E. Schonberg, Nuovo Cimento 48 A, 354 (1967).
- 21) F. Chilton, D. Horn and R.J. Jabbur, Phys. Letters 22, 91 (1966).
- 22) R.K. Adair and N.J. Price, Phys. Rev. 142, 844 (1966).
- 23) J. Sculli and T.O. White, Phys. Rev. Letters 27, 619 (1971).
- 24) J.H. Christenson, G.S. Hicks, L.M. Lederman, P.J. Limon, B.G. Pope and E. Zavattini, Phys. Rev. Letters 25, 1523 (1970).
- 25) S. Drell and T.M. Yan, Phys. Rev. Letters 25, 316 (1970).
- 26) T. Massam, The Quark Hunter's Progress, CERN-Report 68-24 (1968).
- 27) L.G. Landsberg, Sov. Phys. Usp. 16, 251 (1973).
- 28) H.H. Bingham, M. Dickinson, R. Diebold, W. Koch, D.W.G. Leith, M. Nicolic, B. Ronne, R. Huson, P. Musset and J.J. Veillet, Phys. Letters 9, 201 (1964).
- 29) L.B. Leipuner, W.T. Chu, R.C. Larsen and R.K. Adair, Phys. Rev. Letters 12, 423 (1964).
- 30) V. Hagopian, W. Selove, R. Ehrlich, E. Leboy, R. Lanza, D. Rahm and M. Webster, Phys. Rev. Letters 13, 280 (1964).
- 31) W. Blum, S. Brandt, V.T. Cocconi, O. Czyzewski, J. Danysz, M. Jobses, G. Kellner, D. Miller, D.R.O. Morrison, W. Neale and J.G. Rushbrooke, Phys. Rev. Letters 13, 353 (1964).
- 32) P. Franzini, B. Leontic, D. Rahm, N. Samios and M. Schwartz, Phys. Rev. Letters 14, 196 (1965).

- 33) D.E. Dorfan, J. Eades, L.M. Lederman, W. Lee and C.C. Ting, Phys. Rev. Letters 14, 999 (1965).
- 34) G. Bathow, E. Freitag, D.H. Schulz and K. Tesch, Phys. Letters 25 B, 163 (1967).
- 35) J. Foss, D. Garelick, S. Homma, W. Lobar, L.S. Osborne and J. Uglum, Phys. Letters 25 B, 166 (1967).
- 36) E.H. Bellamy, R. Hofstadter, W. Lakin, M.L. Perl and W.T. Toner, Phys. Rev. 166, 1391 (1968).
- 37) Yu.M. Antipov, I.I. Karpov, V.P. Khromov, L.G. Landsberg, V.G. Lapshin, A.A. Lebedev, A.G. Morosov, Yu.D. Prokoshkin, Yu.V. Rodnov, V.A. Rybakov, V.A. Rykalin, V.A. Senko, B.A. Utochkin, N.K. Vishnevsky, F.A. Yetch and A. Zajtzev, Phys. Letters 29 B, 245 (1969).
- 38) Yu.M. Antipov, U.N. Bolotov, M.I. Devishev, M.N. Devisheva, V.V. Isakov, I.I. Karpov, Yu.S. Khodyrev, V.A. Krendelev, L.G. Landsberg, V.G. Lapshin, A.A. Lebedev, A.A. Morozov, Yu.D. Prokoshkin, V.A. Rybakov, V.I. Rykalin, A.V. Samojlov, V.A. Senko, N.K. Vishnevsky, F.A. Yetch and A.M. Zajtsev, Phys. Letters 30 B, 576 (1969).
- 39) Yu.M. Antipov, V.A. Kachanov, V.M. Kutjin, L. G. Landsberg, A.A. Lebedev, A.G. Morosov, Yu.D. Prokoshkin, E.A. Razuvaev, R.S. Shuvalov, F.A. Yetch and A.M. Zajtsev, Nuclear Phys. B29, 374 (1971).
- 40) J.V. Allaby, G. Bianchini, A.N. Diddens, R.W. Dobinson, R.W. Hartung, E. Gygi, A. Klovning, D.H. Miller, E.J. Sacharidis, K. Schlüpmann, F. Schneider, C.A. Stahlbrandt and A.M. Wetherell, Nuovo Cimento, 64A, 75 (1969).
- 41) L.W. Jones, in 12th Inter. Conf. on Cosmic Ray Physics, Hobart, Tasmania, August 1971.
- 42) Y.S. Kim and N. Kwak, Fields and Quanta 3, 1 (1972).

- 43) C.B.A. Mc Cusker and I. Cairns, Phys. Rev. Letters 23, 658 (1969).
- 44) R.K. Adair and H. Kasha, Phys. Rev. Letters 23, 1355 (1969).
- 45) H. Frauenfelder, V.E. Kruse and R.D. Sard, Phys. Rev. Letters 24, 33 (1970).
- 46) D.C. Rahm and R.I. Louttit, Phys. Rev. Letters 24, 279 (1970).
- 47) P.Kiraly and A.W. Wolfendale, Phys. Letters 31B, 410 (1970).
- 48) L.W. Jones, D.E. Lyon, P.V. Ramana Murthy, G.D. DeMeester, R.W. Hartung, S. Mikamo, D.D. Reeder, A. Subramanian, B. Cork, B. Dayton, A. Benvenuti, E. Marquit, P.D. Kearney, A.E. Bussian, F. Mills, C. Radmer and W.R. Winter, Phys. Rev. 164, 1584 (1967).
- 49) M. Dardo, P. Penengo and K. Sitte, Nuovo Cimento A58, 59 (1968).
- 50) S.C. Tonwar, S. Naranan and B.V. Sreekantan, J. Phys. A5, 569 (1972).
- 51) Y.S. Kim, Contemp. Phys. 14, 289 (1973).
- 52) S. Van der Meer, CERN Internal Report, ISR-PO/68-31 (1968).
- 53) R. Heinrich, W. Mayr, D. Renker, U. Stierlin, R. Tirler and H. Utzat, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik Internal Report PAE/Exp. 16 (1971).
- 54) G. Charpak, G. Fischer, A. Minten, L. Naumann, F. Sauli, G. Flügge, C. Gottfried and R. Tirler, Nucl. Instrum. Methods 97, 377 (1971).
- 55) S.M. Seltzer and M.J. Berger, in Studies in penetration of charged particles in matter, Nuclear Sci., Ser., Report 39, National Academy of Sciences, Publ. 1133, Washington (1964).

- 56) L. Landau, J. Phys. 8, 201 (1944).
- 57) P.V. Vavilov, Soviet Physics JETP 5, 749 (1957).
- 58) P.V. Ramana Murthy and G.D. DeMeester, Nucl. Instrum. Methods 56, 93 (1967).
- 59) Yu. K. Akimov, Scintillation Counters in High Energy Physics (Academic Press, New York, 1965).
- 60) M. Breidenbach, F. Sauli and R. Tirlir, Nucl. Instrum. Methods 108, 23 (1973)
- 61) F. James, Monte Carlo Phase Space, CERN Internal Report CERN 68-15 (1968).
- 62) W. Kittel, L. van Hove and W. Wojcik, Comput. Phys. Commun. 1, 425 (1970).
- 63) B. Alper, H. Bøggild, P. Booth, F. Bulos, L.J. Carroll, G. von Dardel, G. Damgaard, B. Duff, I. Heymann, J.N. Jackson, G. Jarlskog, L. Jönsson, A. Klovning, L. Leistam, E. Littlethun, G. Lynch, G. Manning, M. Prentice, D. Quarrie and J.M. Weiss, Phys. Letters 46B, 265 (1973).
- 64) J.V. Jovanovich, T.W. Millar, P. O'Connor, M. Bozzo, A. Böhm, H. Foeth, M. Hansroul, G. Maderni, C. Rubbia, A. Staude and P. Strolin, Phys. Letters 56B, 105 (1975).
- 65) L.B. Leipuner, R.C. Larsen, A.L. Sessoms, L.W. Smith, H.H. Williams, R. Kellog, H. Kasha and R.K. Adair, Phys. Rev. Letters 31, 1226 (1973).
- 66) T. Nash, T. Yamanouchi, D. Nease and J. Sculli, Phys. Rev. Letters 32, 858 (1974).
- 67) J. Kogut and L. Susskind, Phys. Rev. D 9, 3501, (1974).
- 68) K. Wilson, Phys. Rev. D 10, (2445).
- 69) S.L. Glashow, Ecole d'Eté Gif sur Yvette 1975 (unveröffentlicht) und Scientific American 233, Vol.4, 38 (1975)

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

- Abb. 1 : Fundamentales Quark-Triplett und Antitriplett.
- Abb. 2 : Die beobachteten Mesonen mit $J^P = 0^-$ und $J^P = 1^-$ und die neun möglichen $q\bar{q}$ -Zustände.
- Abb. 3 : Oktett und Dekuplett der 3-Quark-Zustände und die beobachteten Baryonen.
- Abb. 4 : Gemessene Grenzwerte (90% Konfidenz) für die Quark-Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Quarkmasse (wie sie vor Beginn des vorliegenden Experiments vorlagen). Aus der Abbildung sind auch die theoretischen Vorhersagen für 3 verschiedene Modelle ersichtlich.
- Abb. 5 : Simulierte Pulshöhenverteilungen und relative Halbwertsbreiten für Teilchen mit $\beta = 0.96$ und den Ladungen $|Q| = 1e, 1/3e$ und $2/3e$ beim Durchgang durch einen Szintillator der Dicke 2 cm.
- Abb. 6 : Schematische Darstellung der CERN-Proton-Speicherringe (ISR).
- Abb. 7 : Dünnwandige Vakuumkammer an der Kreuzungsstelle I4.
- Abb. 8 : Aufbau der gesamten Meßanordnung an der Kreuzungsstelle I4.
- Abb. 9 : Geometrie eines typischen Szintillators.
- Abb. 10 : Simulierte Pulshöhen als Funktion der Geschwindigkeit β für die Ladungen $|Q| = 1/3e, 2/3e$ und $1e$. Die Halbwertsbreite ist durch gestrichelte Linien angegeben (Zählerdicke 2cm).
- Abb. 11 : Impuls-Masse-Diagramm für den dE/dx -Trigger: für die Ladung $|Q| = 2/3e$ ist die Akzeptanz auf den schraffierten Bereich oberhalb der Linie $\beta = 0.75$ beschränkt; für $|Q| = 1/3e$ ist der Bereich oberhalb $\beta = 0.35$ kinematisch zugänglich.
- Abb. 12 : Impuls-Masse-Diagramm für den Flugzeit-Trigger. Wegen der Bedingung $R > 24 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ setzt für kleine Massen der β -cut-off früher ein. Die angezeigten β -Grenzen entsprechen den Massen 4, 7 und $10 \text{ GeV}/c^2$ für Teilchen mit der Ladung $|Q| = 2/3e$.
- Abb. 13 : Blockdiagramm der Triggerelektronik.
- Abb. 14 : Schaltbild der Gate-Elektronik.

- Abb. 15 : Blockdiagramm der Elektronik für die analoge Pulshöhen-speicherung.
- Abb. 16 : Blockdiagramm der Zeitmeßelektronik.
- Abb. 17 : Vavilov-Verteilung für Protonen mit $\beta = 0.95$ beim Durchgang durch einen Szintillator der Dicke 2 cm.
- Abb. 18 : Häufigkeitsverteilung der Photoelektronen bei Anregung eines Photomultipliers mit einer Lichtdiode.
- Abb. 19 : Gemessene und berechnete Pulshöhenverteilung für π^- mit $\beta = 0.96$ für Zähler 5 von Teleskop α .
- Abb. 20 : Gemessene (im Teststrahl mit Filtern) und berechnete Pulshöhenverteilung für $Q = 1/3e$ und $\beta = 0.96$.
- Abb. 21 : Abhängigkeit der Flugzeitstreuung von kleinen Pulshöhen gemessen im Teststrahl.
- Abb. 22 : Gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit der unteren Triggerschwelle als Funktion der Ladung für die Schwelle von $0.04\epsilon_0$.
- Abb. 23 : Ansprechwahrscheinlichkeit der oberen Triggerschwelle eingestellt auf $0.95\epsilon_0$ als Funktion der Geschwindigkeit β .
- Abb. 24 : Gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit und Rauschen als Funktion der angelegten Hochspannung für eine Proportional-kammer (SFM). Die Messungen wurden an einem Teststrahl mit min.I. Teilchen durchgeführt.
- Abb. 25 : Berechnete Ansprechwahrscheinlichkeit für verschiedene Werte der Primärionisation als Funktion der mittleren freien Weglänge für Elektronen-anlagerung bzw. als Funktion der Freonkonzentration. Zum Vergleich sind die gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeiten für Teilchen mit $Q = 1e$ eingetragen.
- Abb. 26 : Akzeptanz als Funktion der Quarkmasse für die Reaktion $pp \rightarrow ppq\bar{q}$ und isotrope Winkelverteilung.
- Abb. 27 : Akzeptanz als Funktion der Quarkmasse für die Reaktion $pp \rightarrow ppq\bar{q}$ und das Modell $\langle p_T \rangle = 0.4 \text{ GeV}/c$.
- Abb. 28 : Eichkurve nach van der Meer für die Messung der Luminosität.

- Abb. 29 : Gemessene und berechnete $\ln L$ -Verteilung für min. I. Teilchen mit $|Q| = 1e$.
- Abb. 30 : Gemessene und berechnete $\ln L$ -Verteilung für simulierte Teilchen mit der Ladung $|Q| = 1/3e$.
- Abb. 31 : $\ln L$ -Verteilung für alle Daten mit $PH_p \leq 0.42$.
- Abb. 32 : $\ln L$ -Verteilung für eine Stichprobe mit $PH \leq 0.42$ und für die Ereignisse mit $\chi^2(<B^{-1}>) \leq 12.5$.
- Abb. 33 : $\chi^2(<B^{-1}>)$ -Verteilungen für zwei verschiedene Pulshöhenbereiche; rechte Skala: $0.3 \leq PH_p \leq 0.42$; linke Skala: $PH_p < 0.15$.
- Abb. 34 : $\ln L$ -Verteilung für alle Daten mit $PH_p > 0.42$.
- Abb. 35 : Pulshöhenverteilung für Protonen ($0.57 \leq \beta \leq 0.65$) für Zähler 9 von Teleskop d. Zum Vergleich ist die nach Monte Carlo berechnete Verteilung eingetragen.
- Abb. 36 : Gemessene und berechnete mittlere Pulshöhe von langsamen Protonen ($0.57 \leq \beta \leq 0.65$) beim Durchgang durch ein Teleskop als Funktion des zurückgelegten Weges. Die Fehlerbalken zeigen die gemessene und berechnete Streuung der Pulshöhenverteilungen der einzelnen Zähler.
- Abb. 37 : Gemessene und mit Monte Carlo Ereignissen berechnete $\chi^2(PH)$ -Verteilung für langsame Protonen.
- Abb. 38 : $|Q|^2$ - Verteilung für alle Flugzeit-Triggerdaten nach Anwendung der χ^2 -Schnitte. Zum Vergleich ist die simulierte Verteilung für die Ladung $|Q| = 2/3e$ für die Masse $10 \text{ GeV}/c$ eingetragen.
- Abb. 39 : Wirkungsquerschnitte (90% Konfidenz) als Funktion der Quarkmasse für die Ladungen $|Q| = 1/3e$ und $|Q| = 2/3e$. Die Rechnungen wurden für die Reaktion $pp \rightarrow p\bar{p}q\bar{q}$ bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ und das Modell $\langle p_T \rangle = 0.4 \text{ GeV}/c$ und das isotrope Modell durchgeführt.

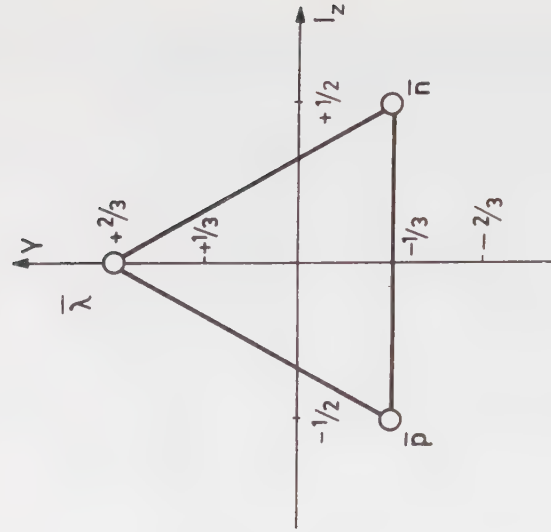
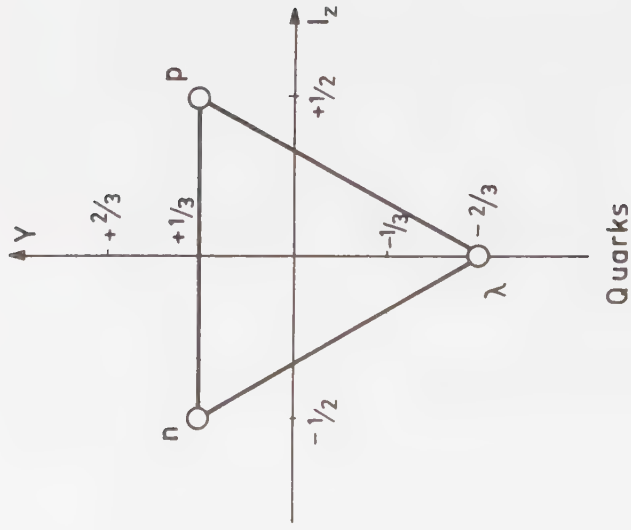
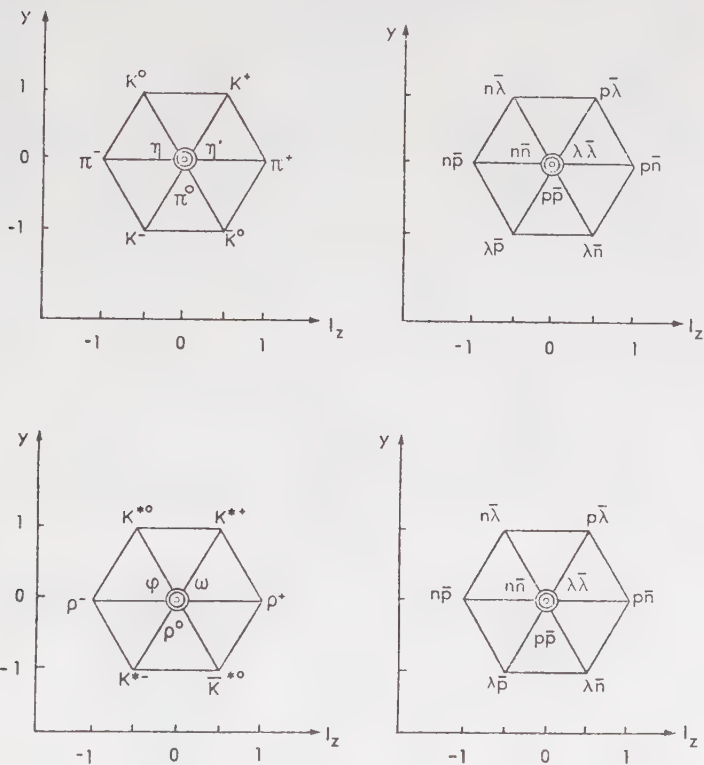


Abb. 1

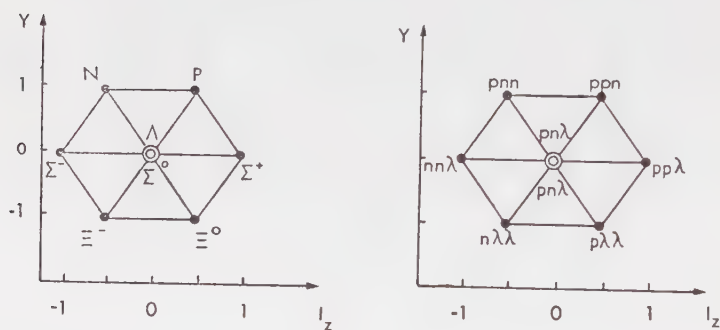
Die 9 beobachteten $J^P = 0^-$ Mesonen und ihr Quarkinhalt



Die 9 beobachteten $J^P = 1^-$ Mesonen und ihr Quarkinhalt

Abb. 2

Die 8 beobachteten Baryonen mit $J^P = \frac{1}{2}^+$ und ihr Quarkinhalt



Die 10 beobachteten Baryonen mit $J^P = \frac{3}{2}^+$ und ihr Quarkinhalt

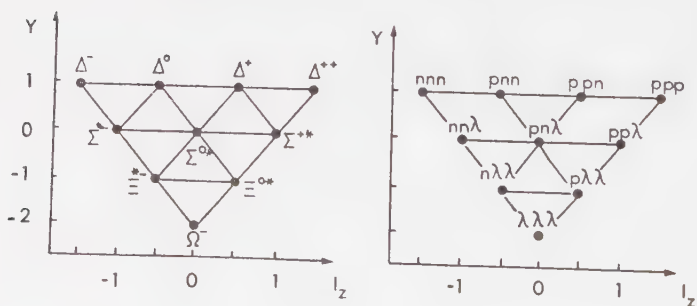


Abb. 3

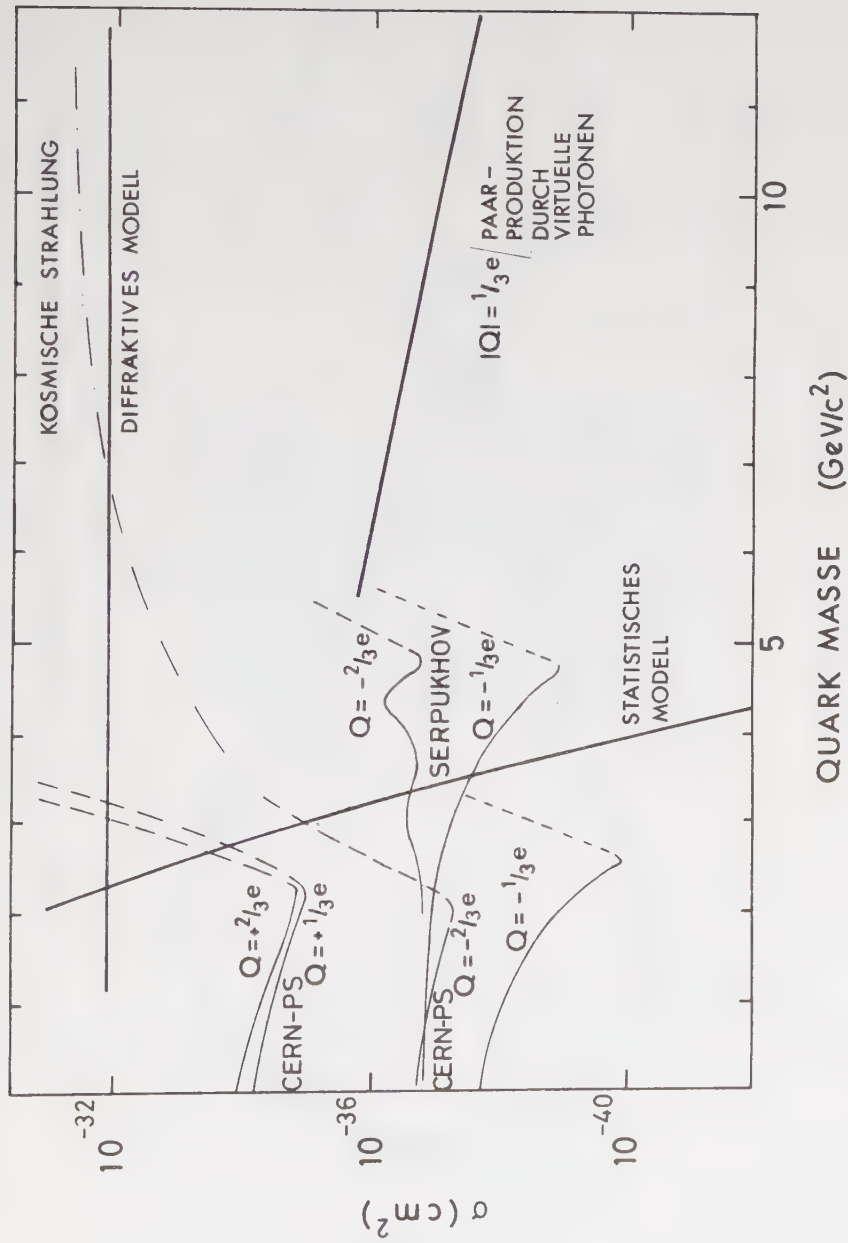


Abb. 4

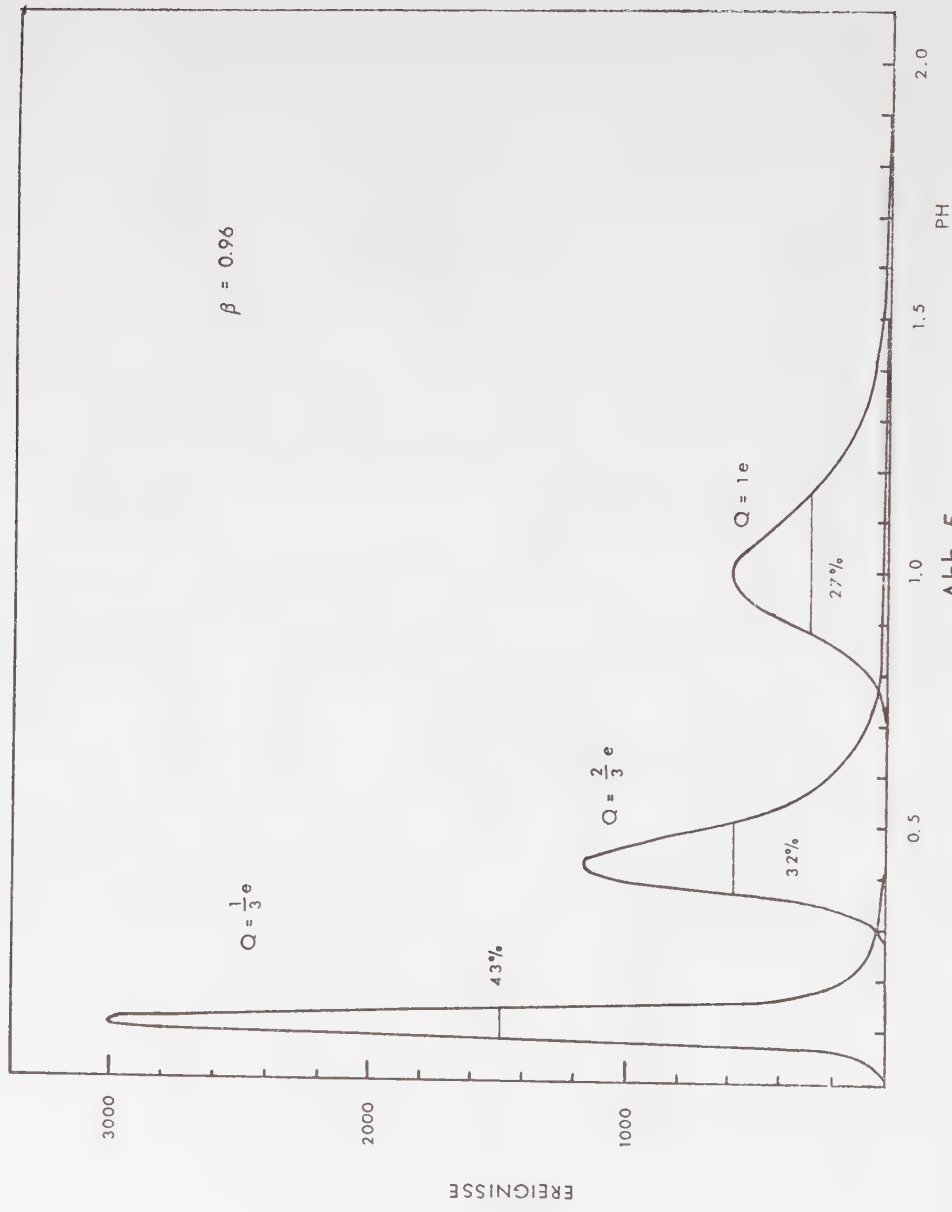


Abb. 5

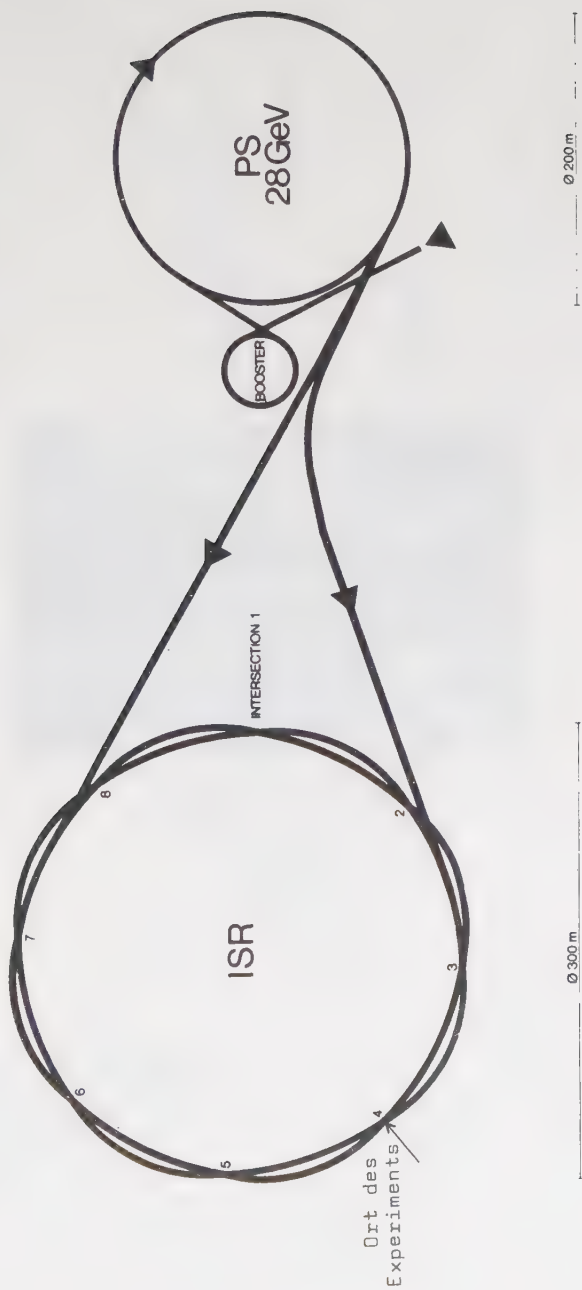


Abb. 6

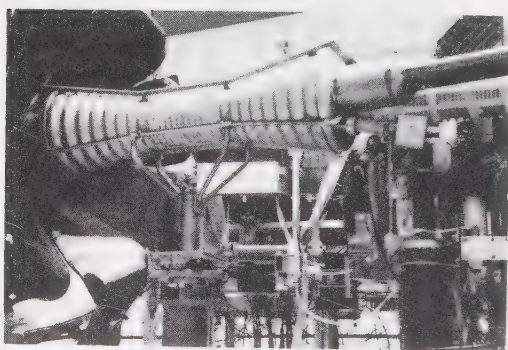


Abb. 7

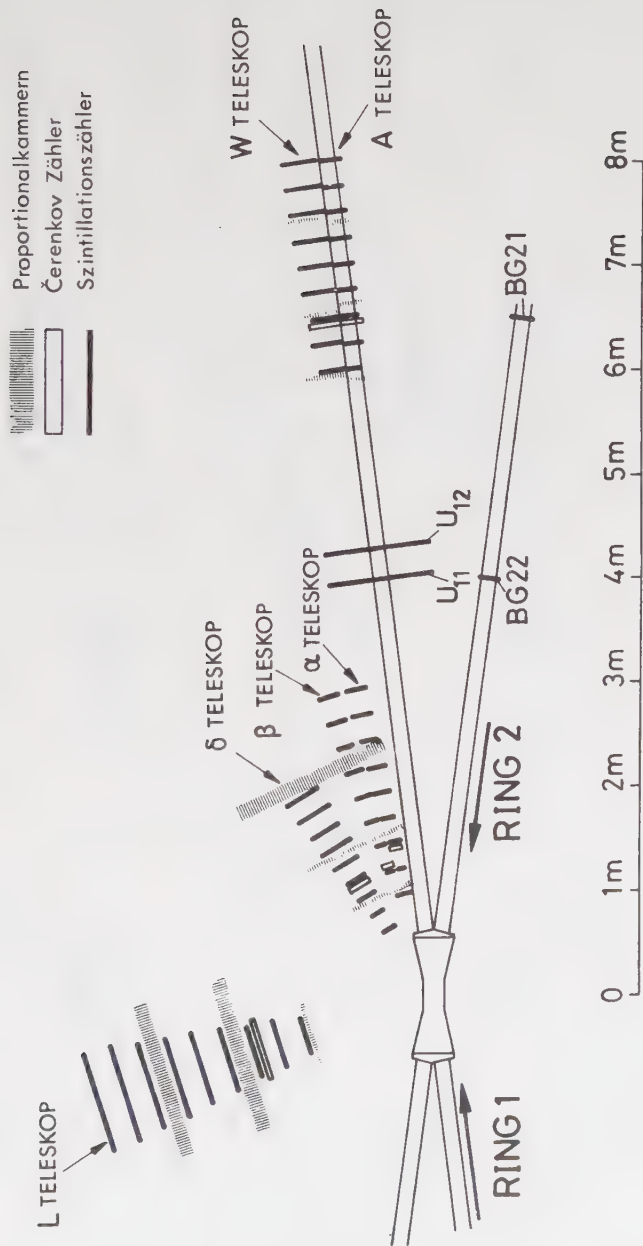
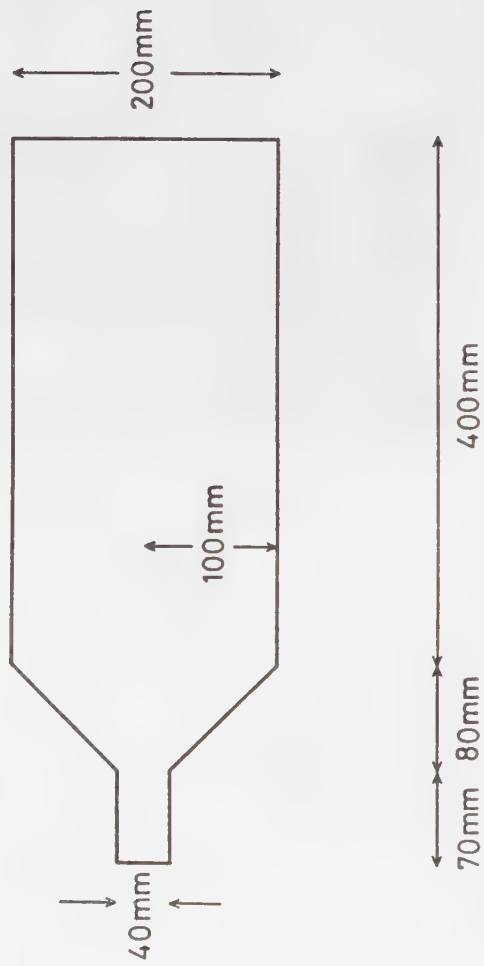


Abb. 8

Material : 20 mm Nuplex 3T



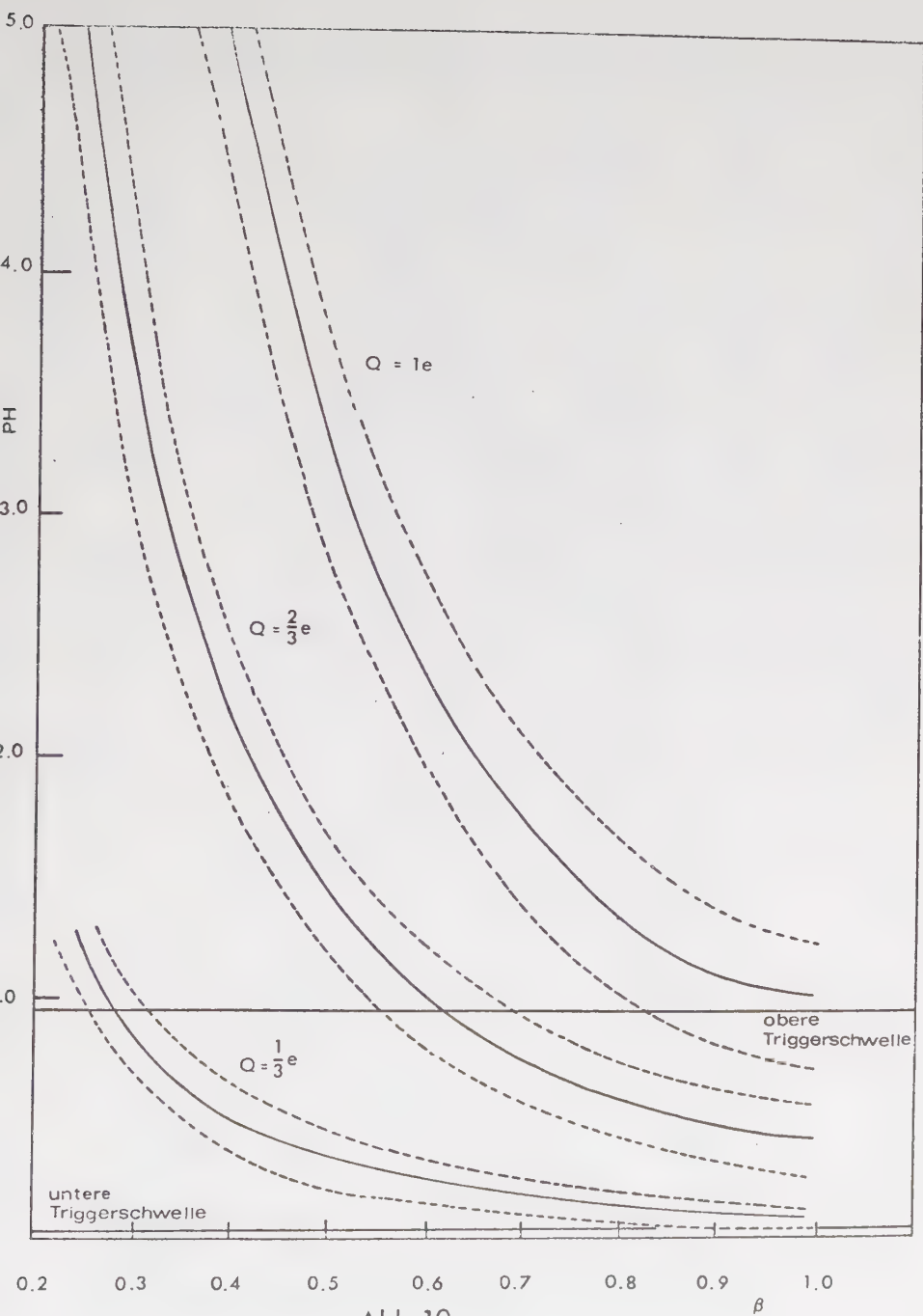


Abb. 10

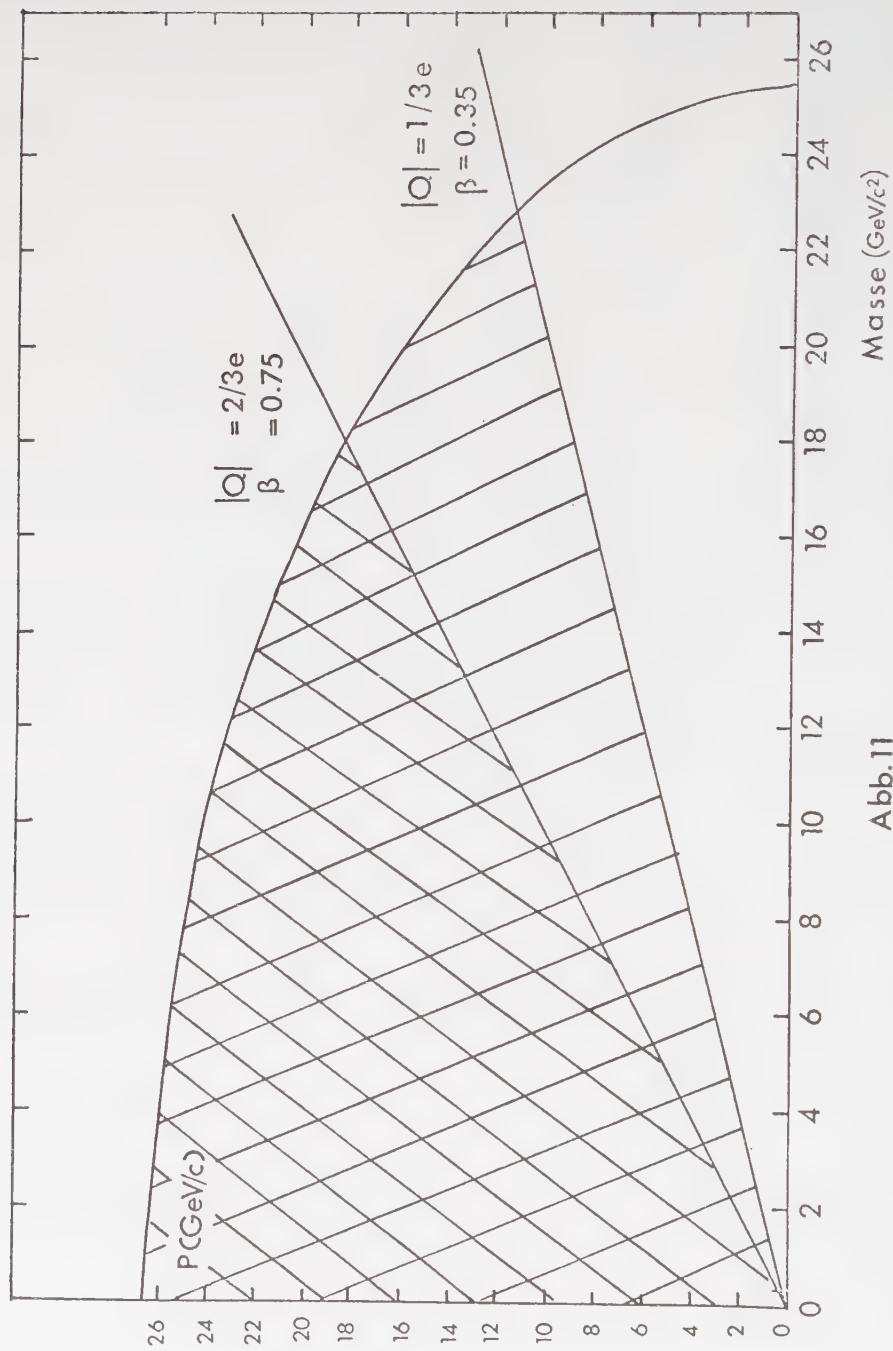


Abb. 11

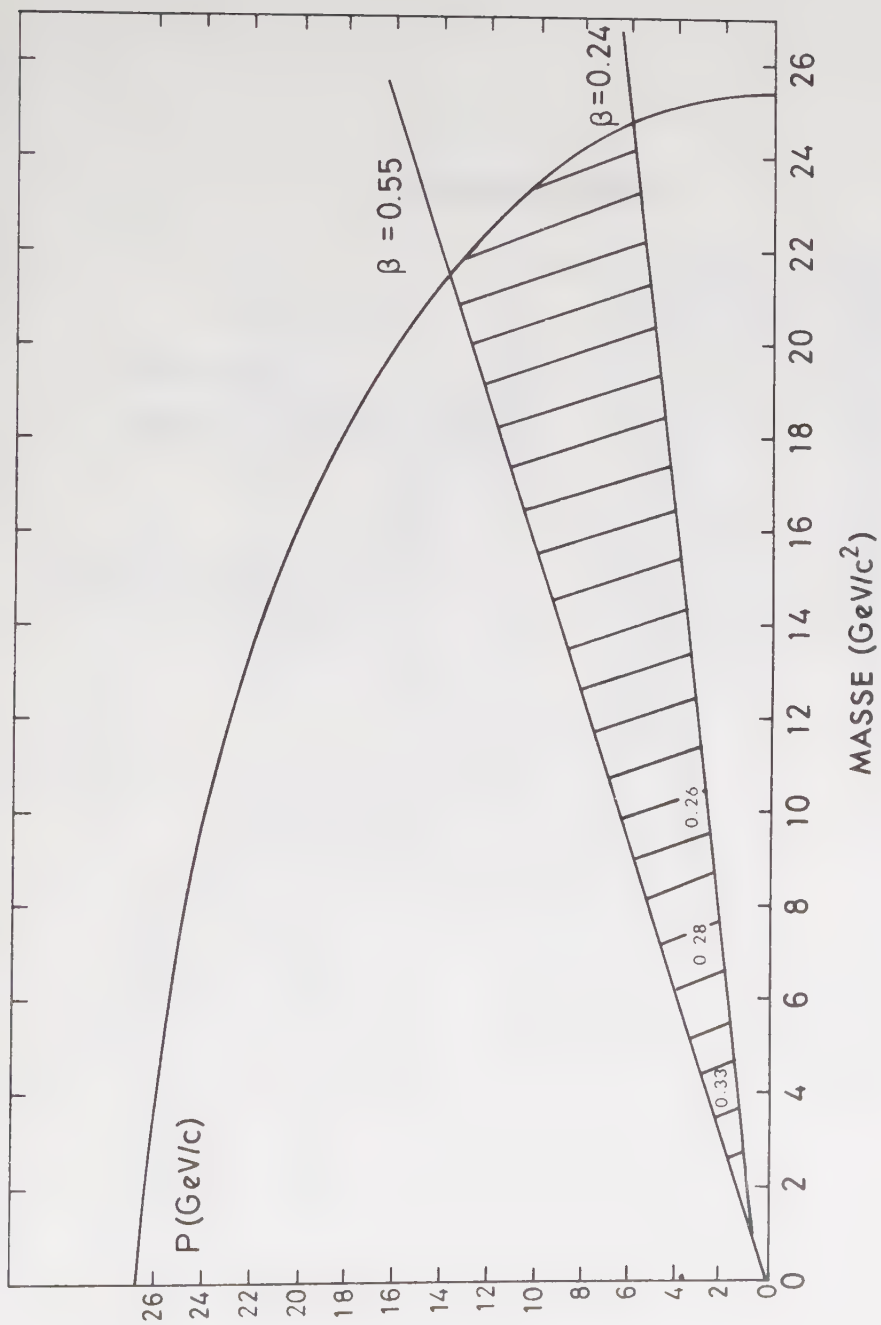
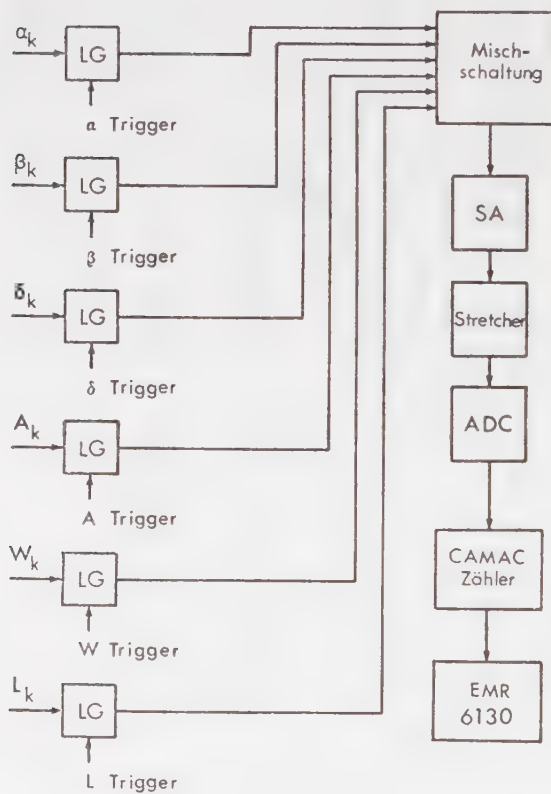


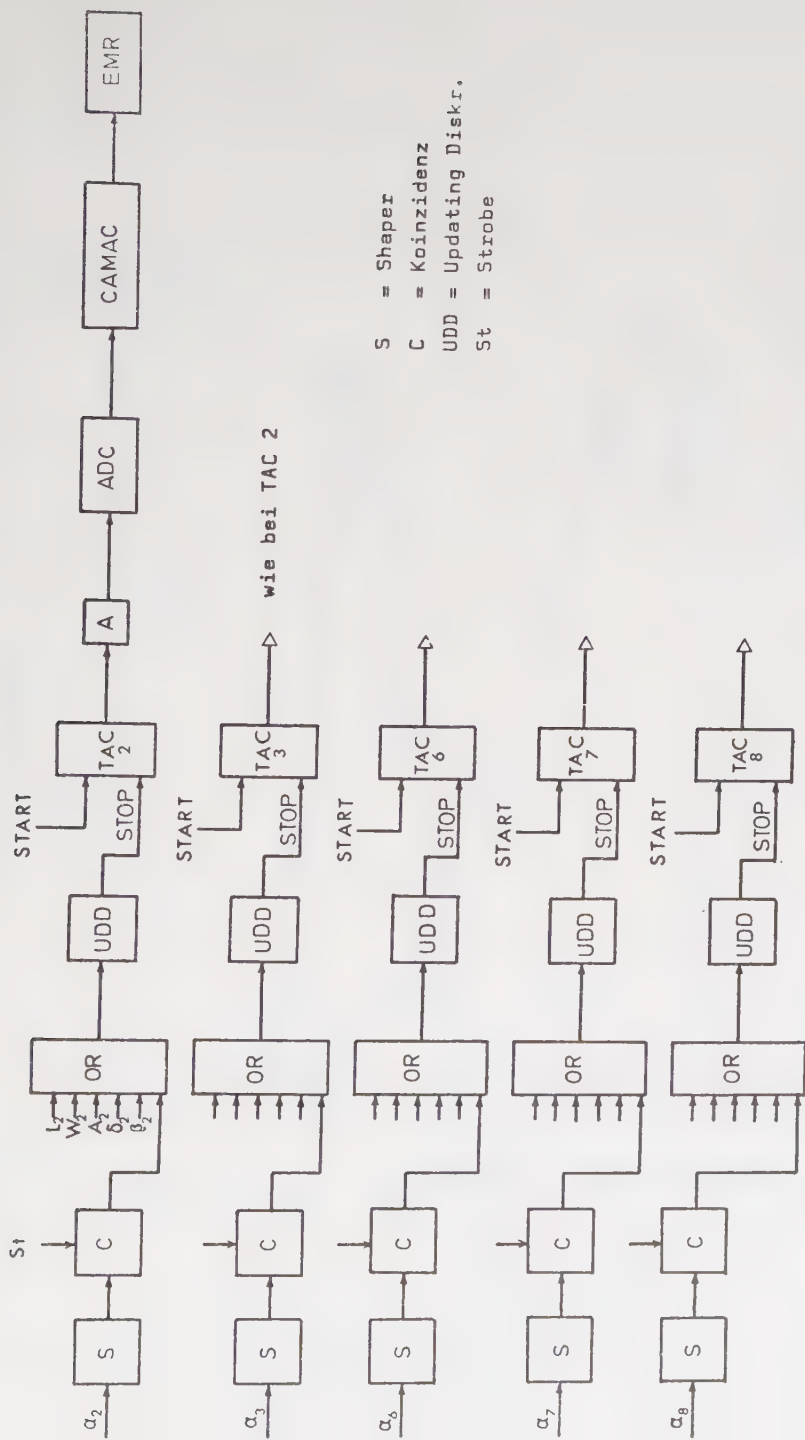
Abb. 12

Analoge Pulshöhensteuerung



Index k : $k = 1, 2, \dots, 9$

Abb. 15



S = Shaper
 C = Koinzidenz
 UDD = Updating Diskr.
 St = Strobe

Abb. 16 Blockdiagramm der Elektronik für die Flugzeitmessung

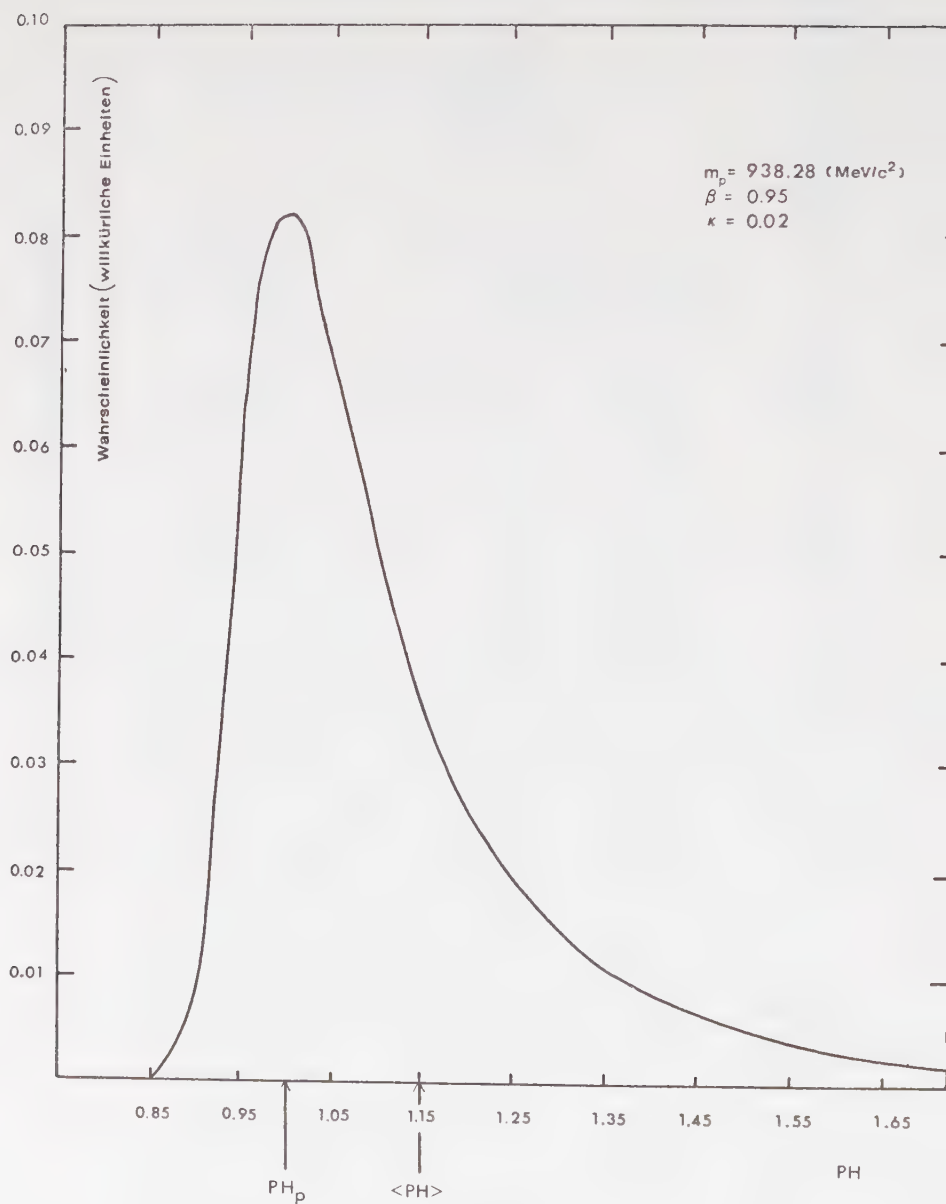


Abb. 17

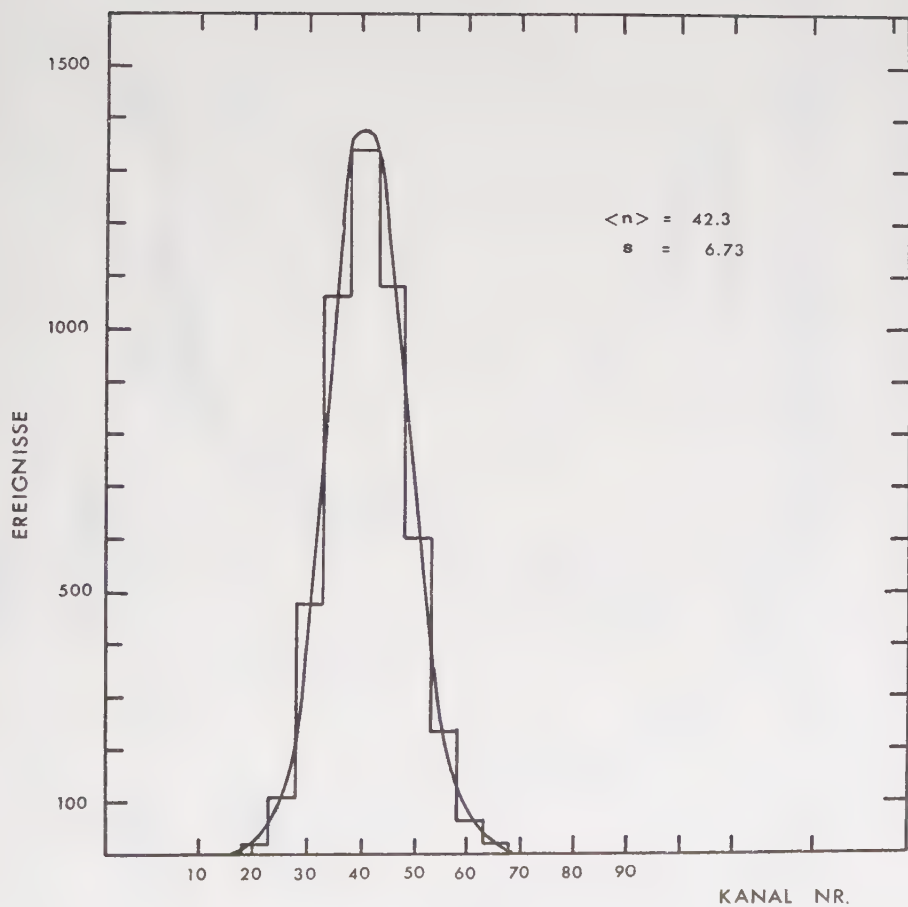


Abb. 18

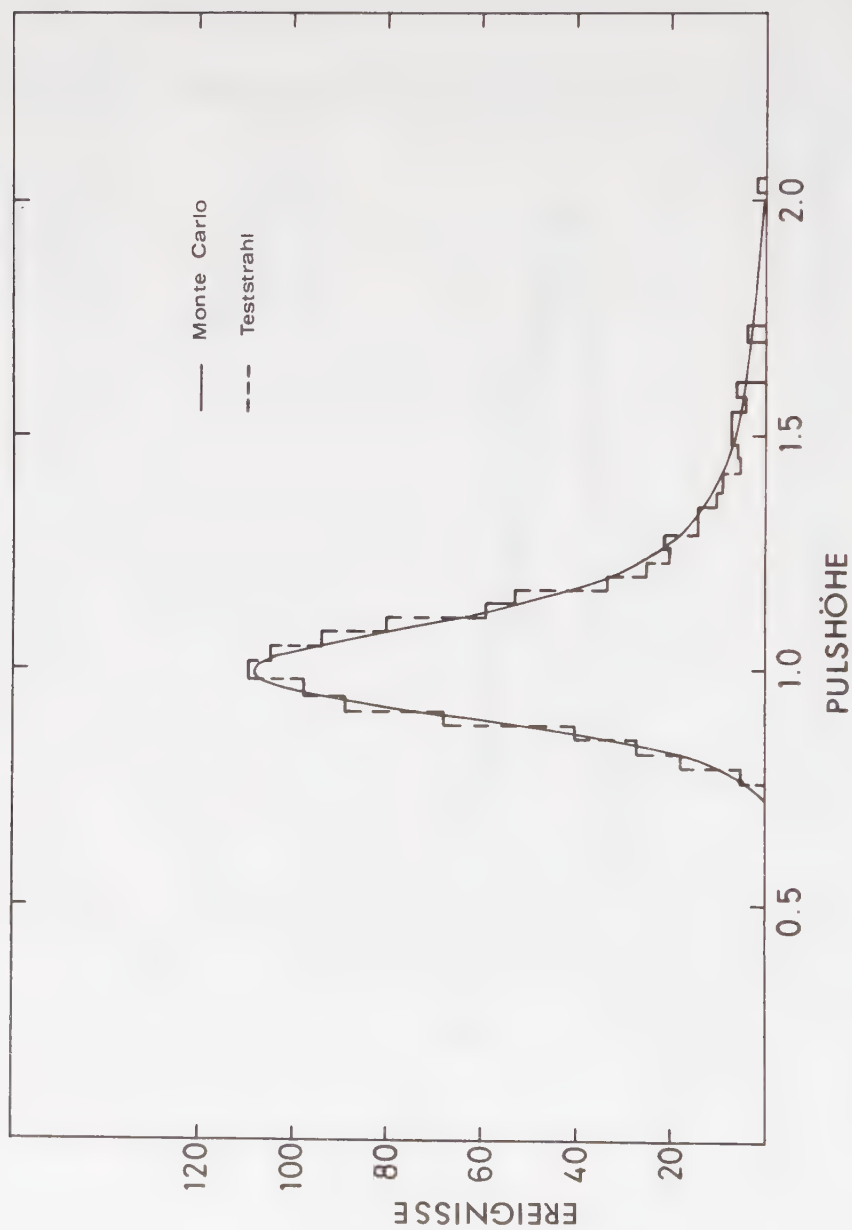
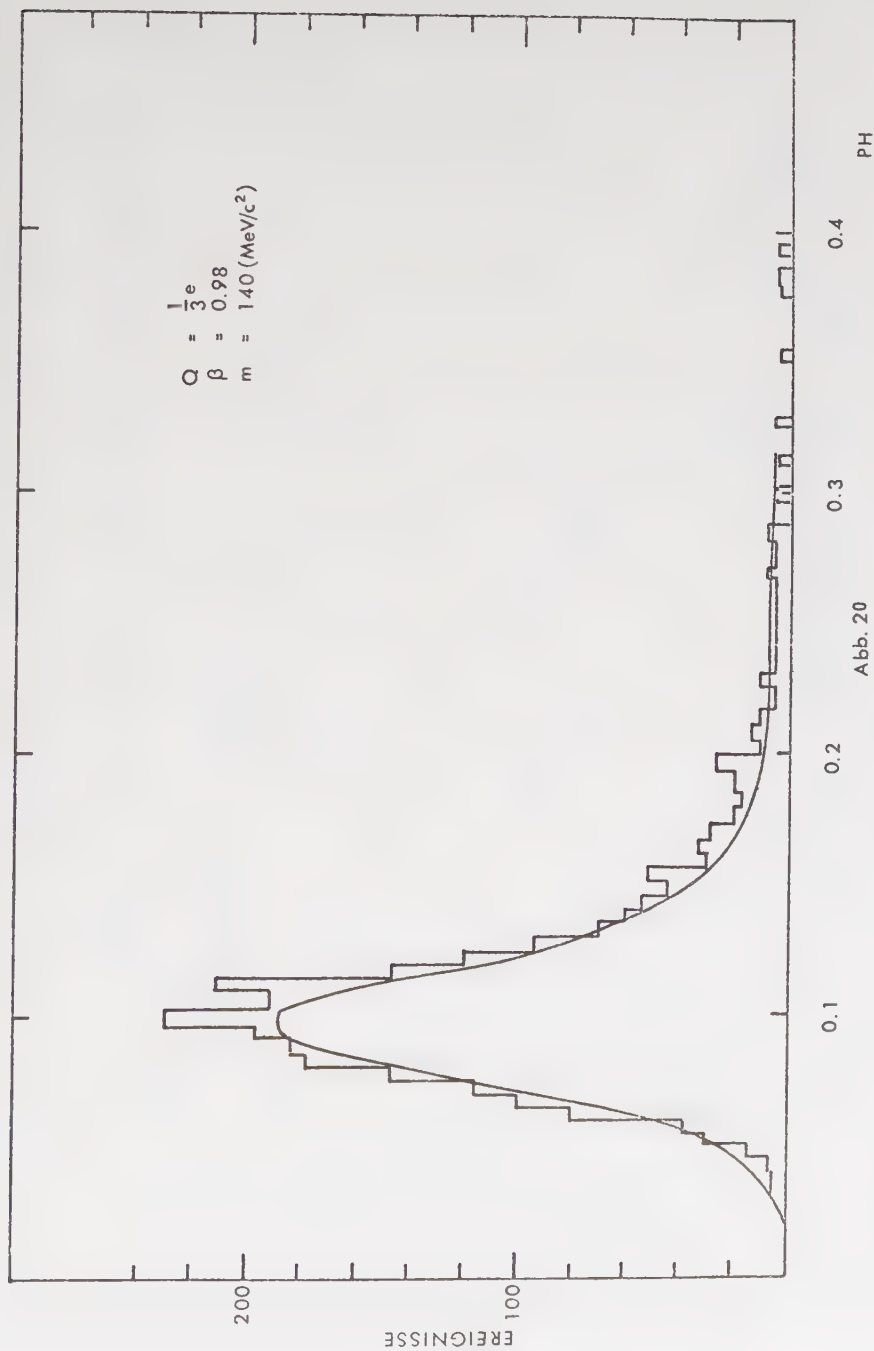


Abb.19



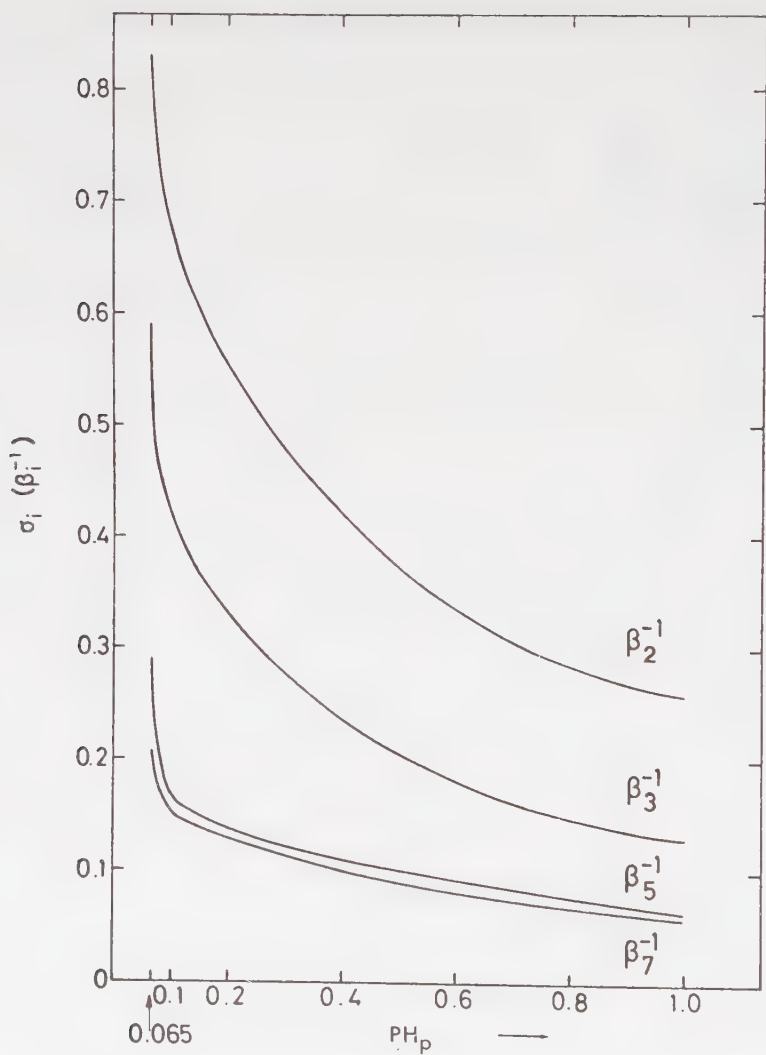


Abb.21

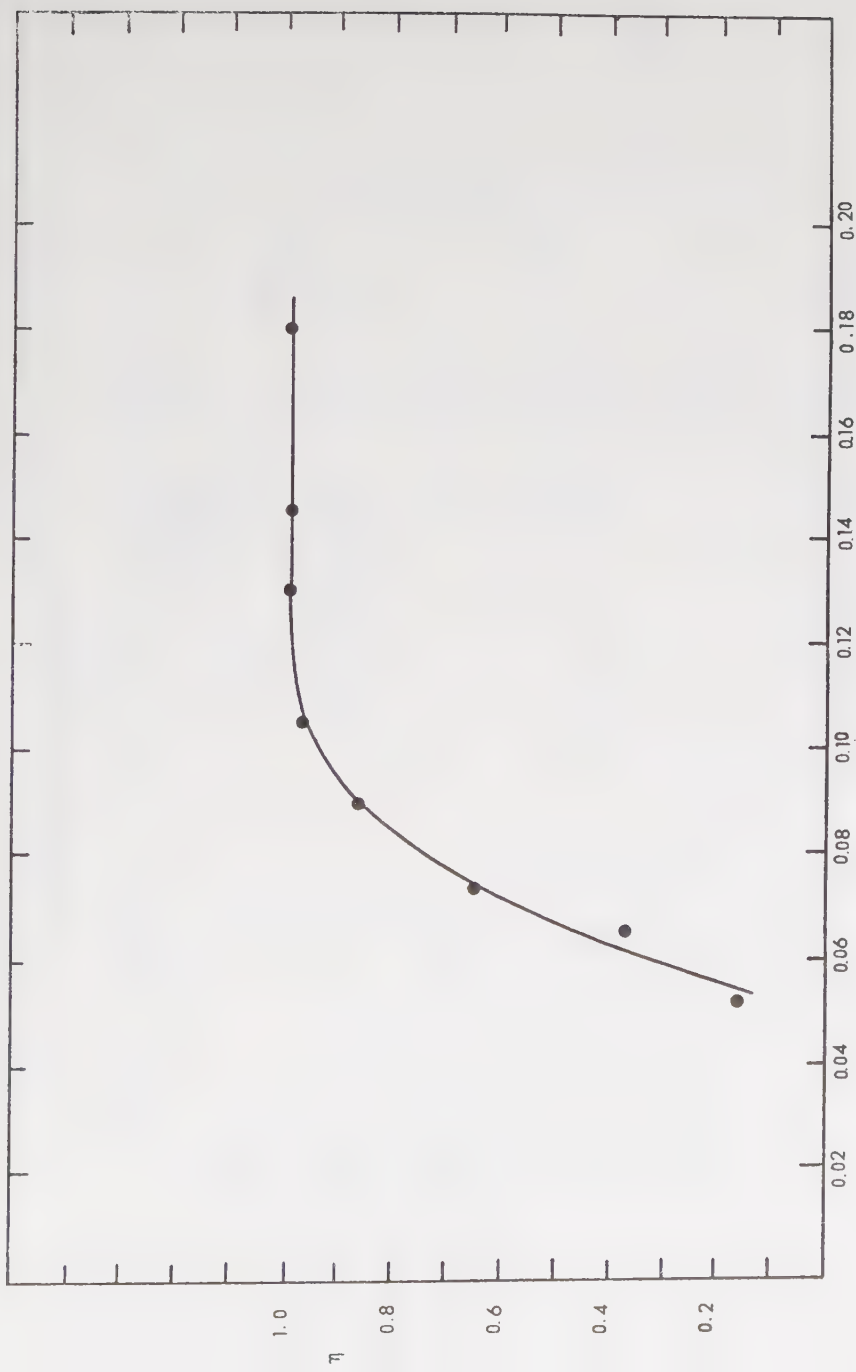


Abb. 22

Q^2

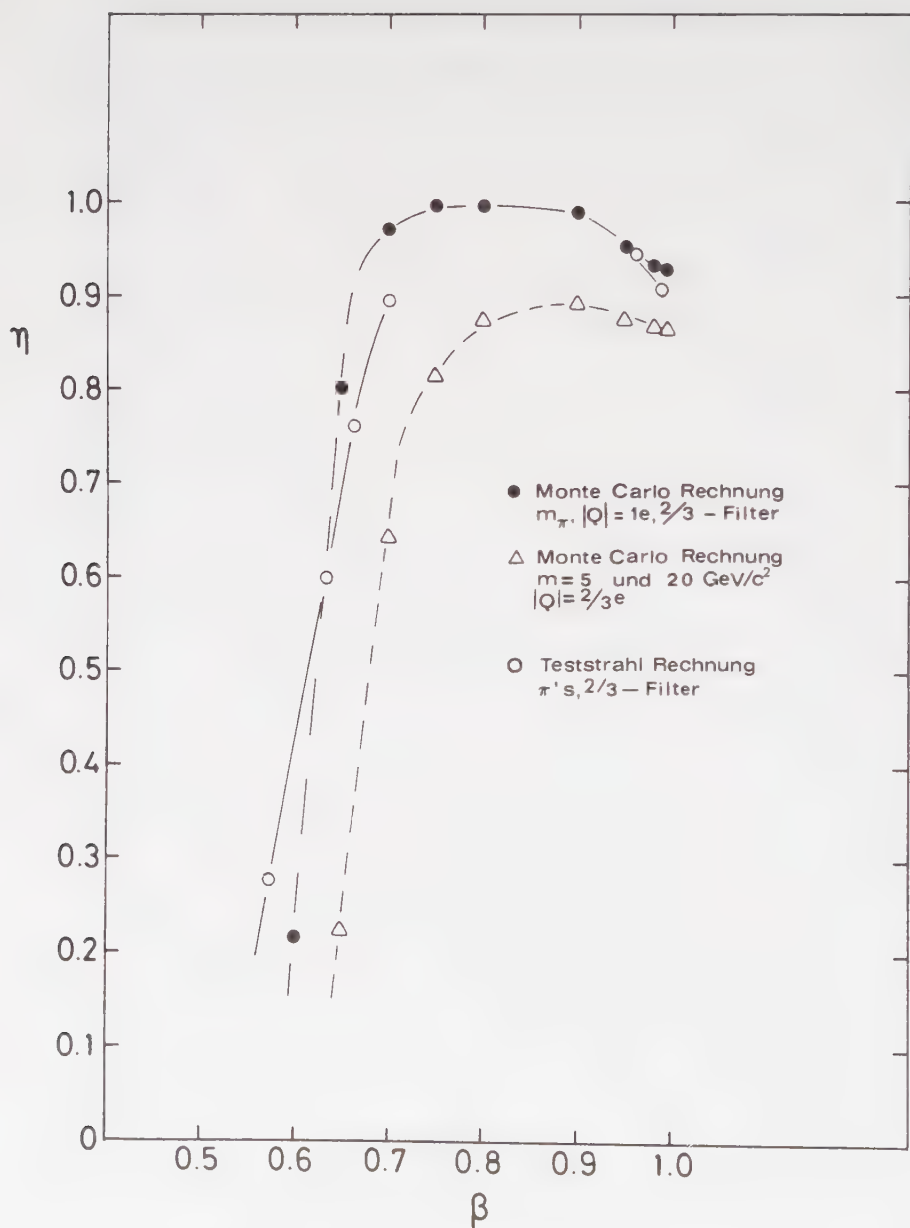


Abb. 23

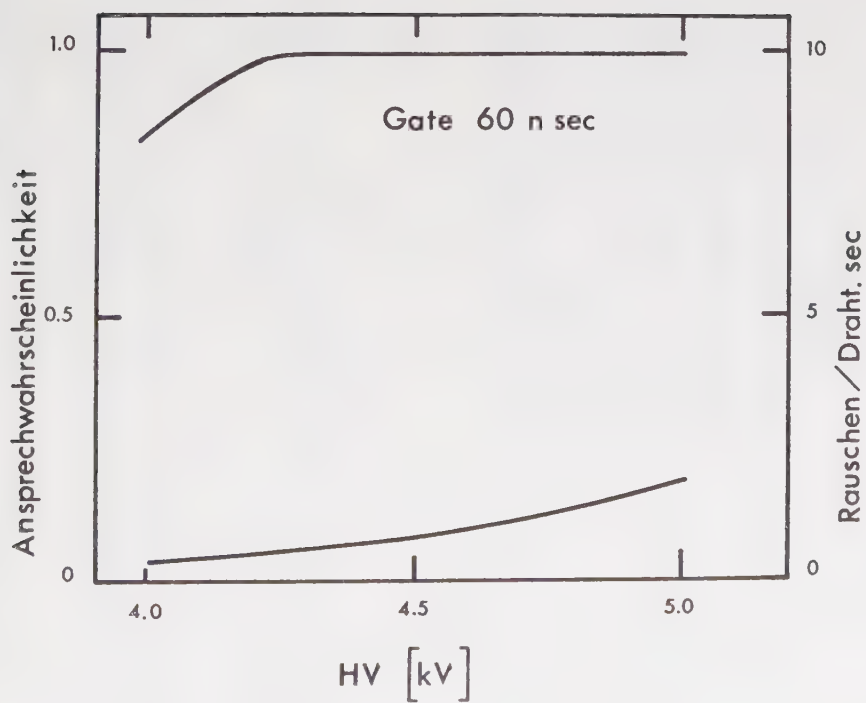


Abb.24

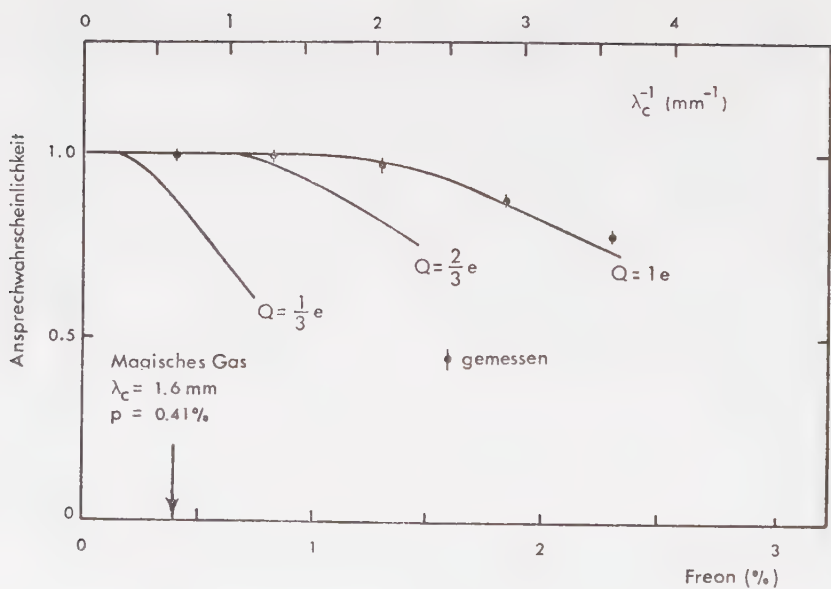


Abb. 25

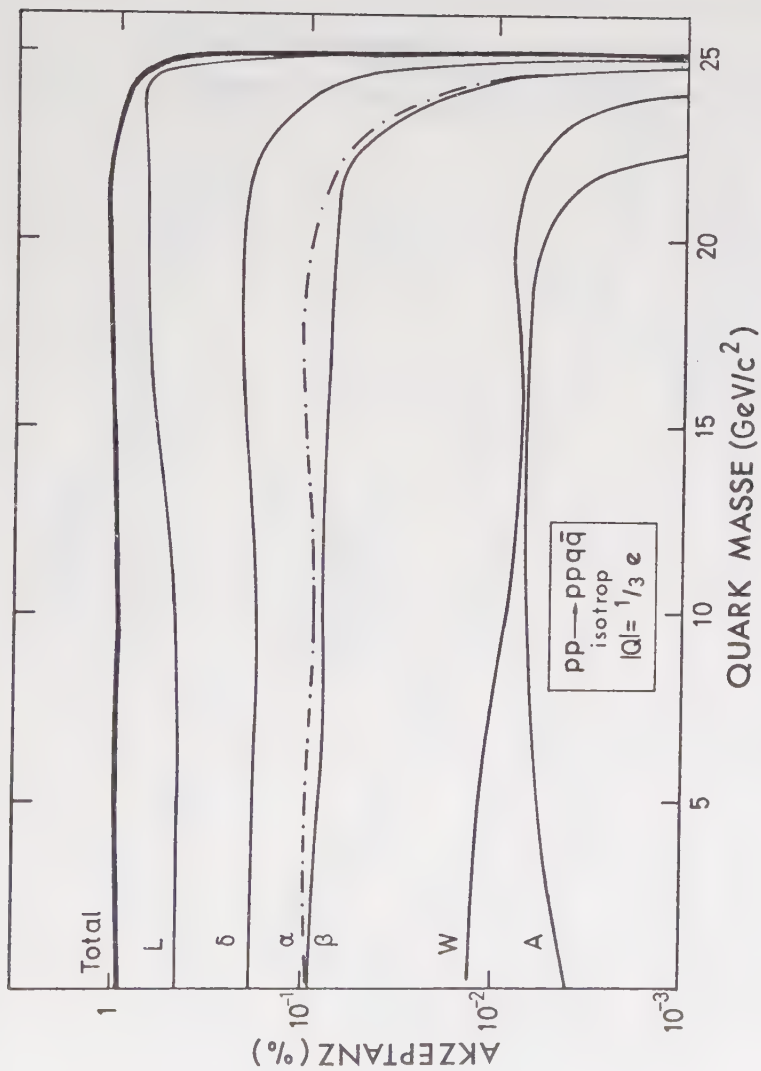


Abb. 26

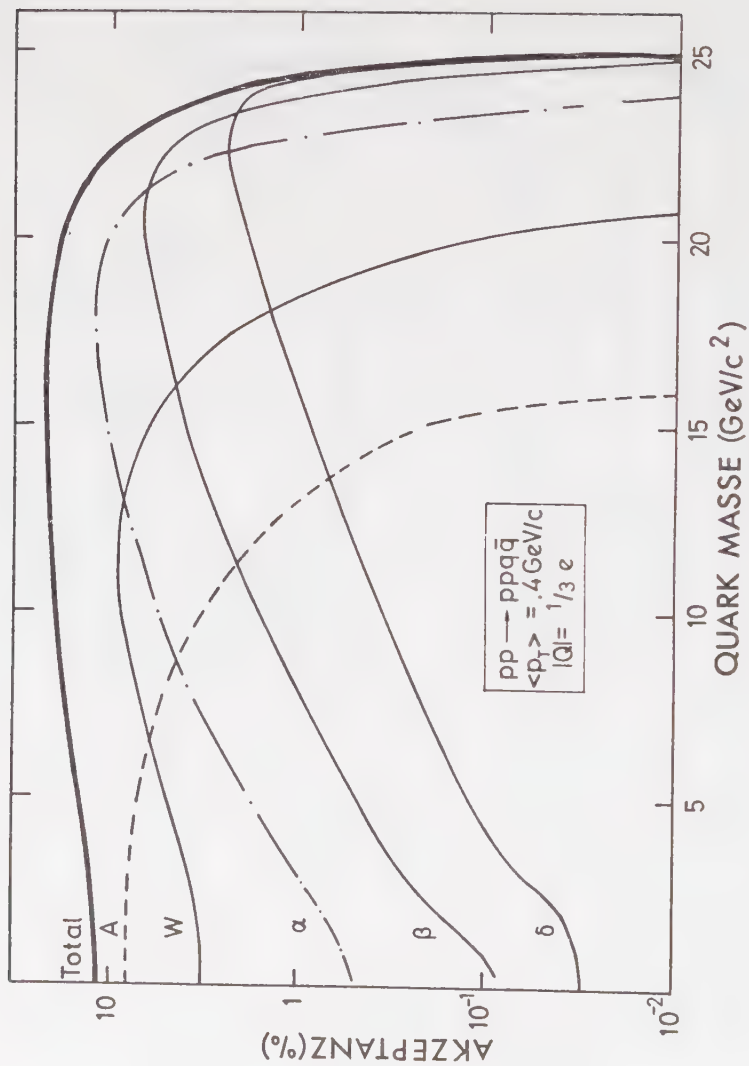


Abb. 27

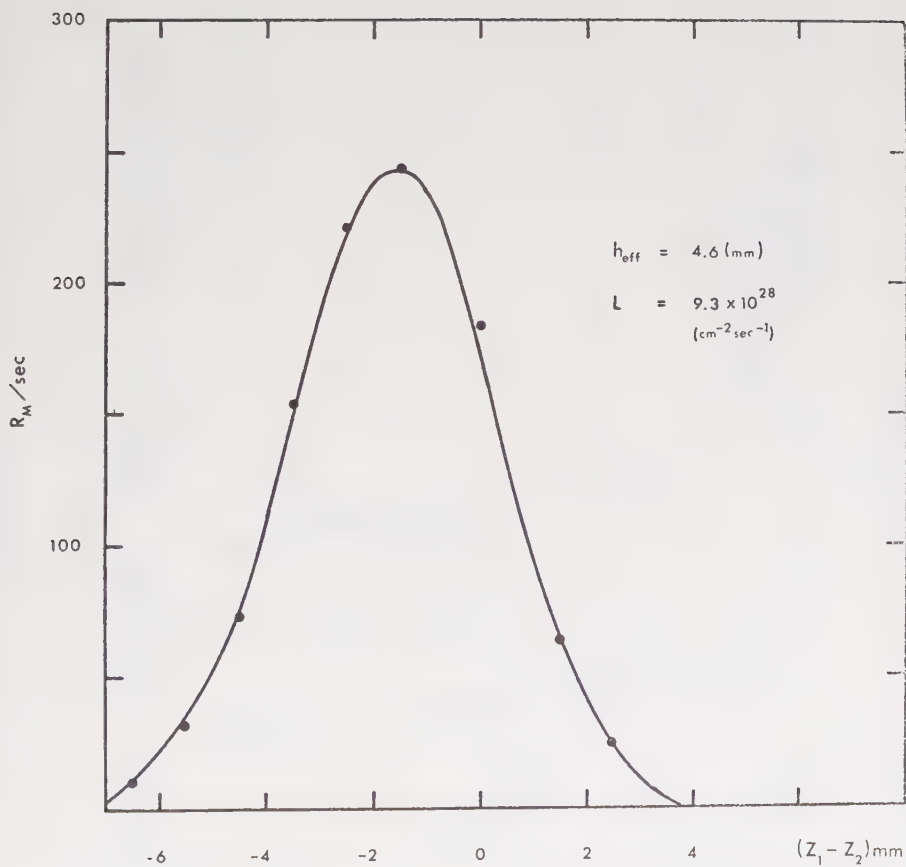


Abb. 28

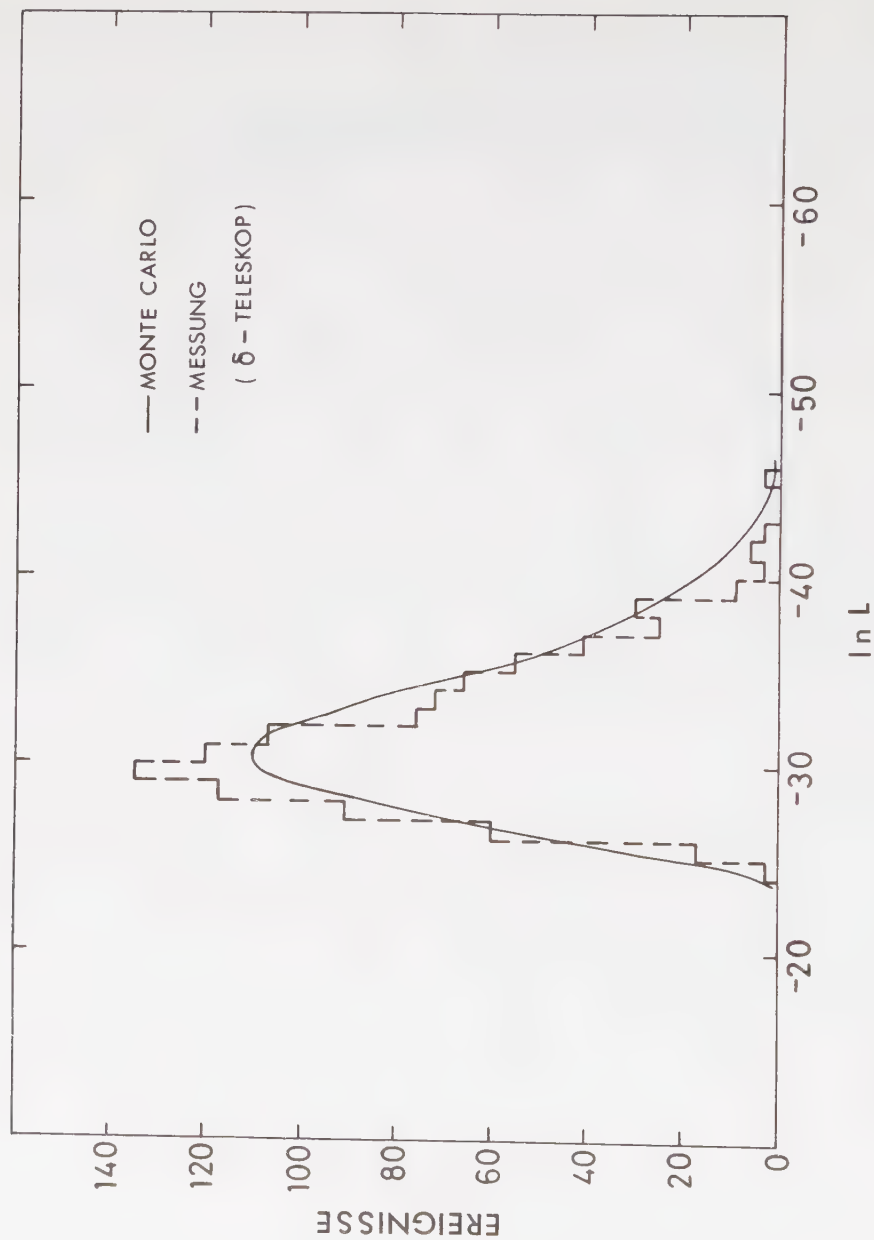


Abb. 29

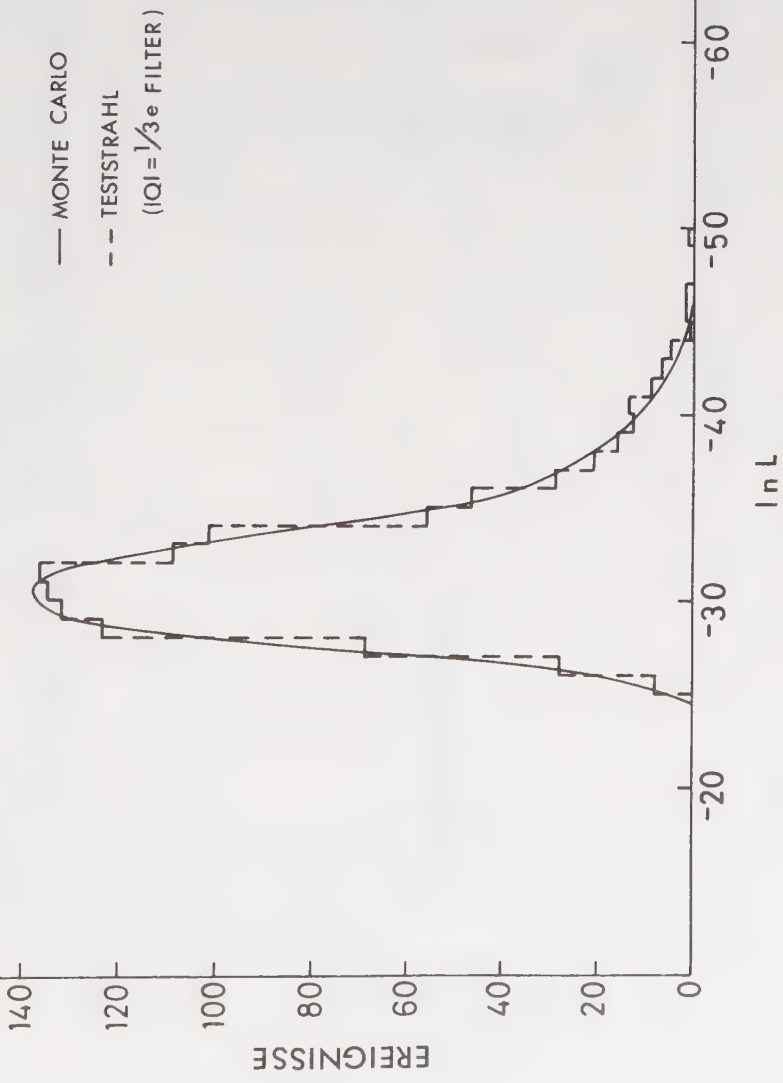


Abb. 30

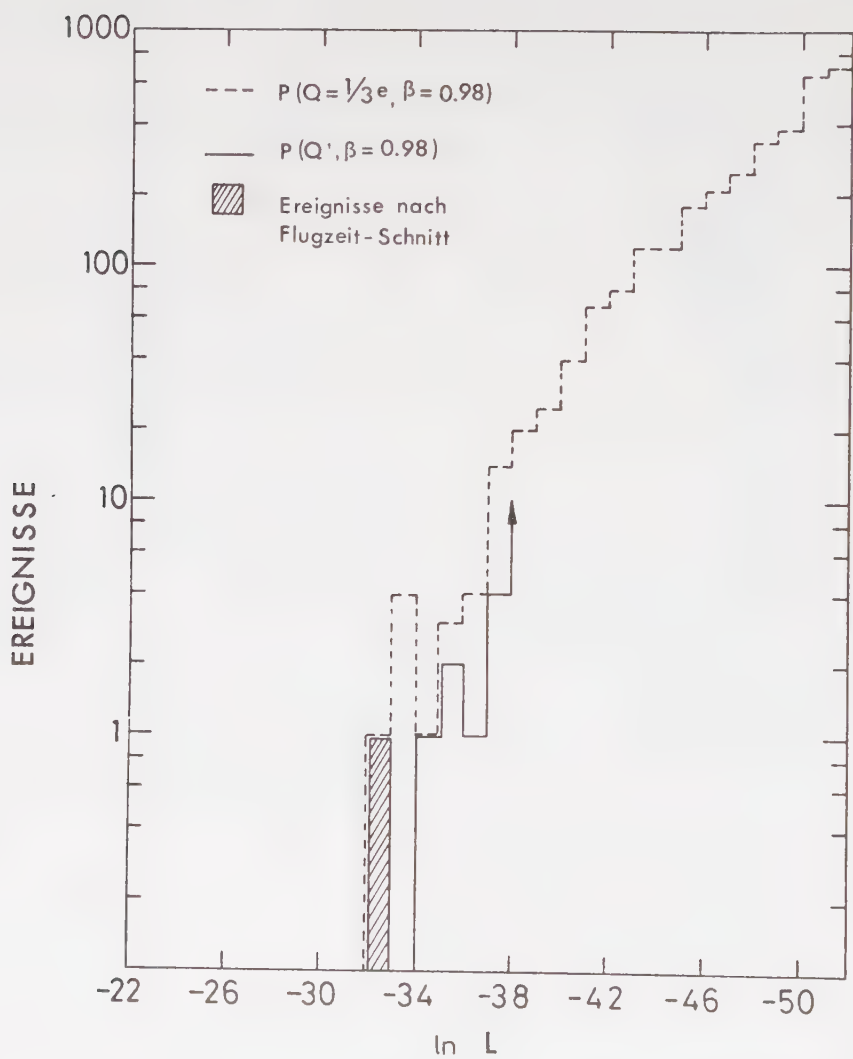


Abb. 31

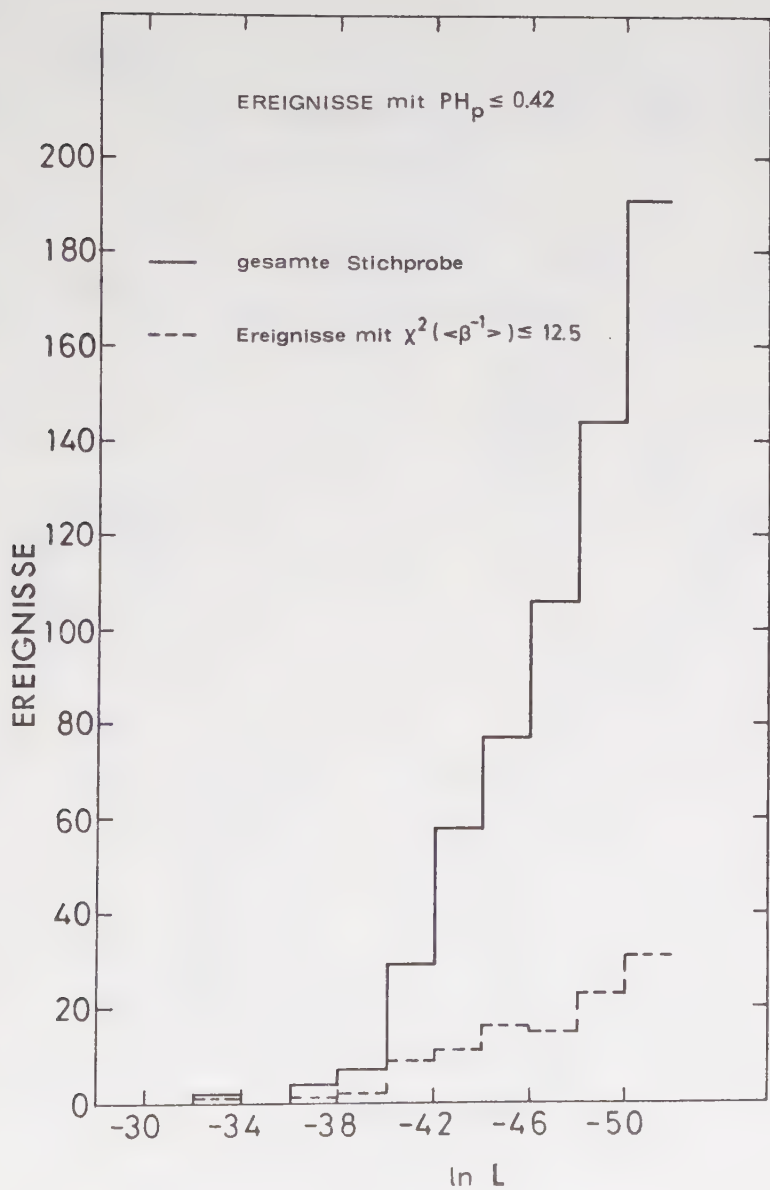


Abb. 32



Abb.33

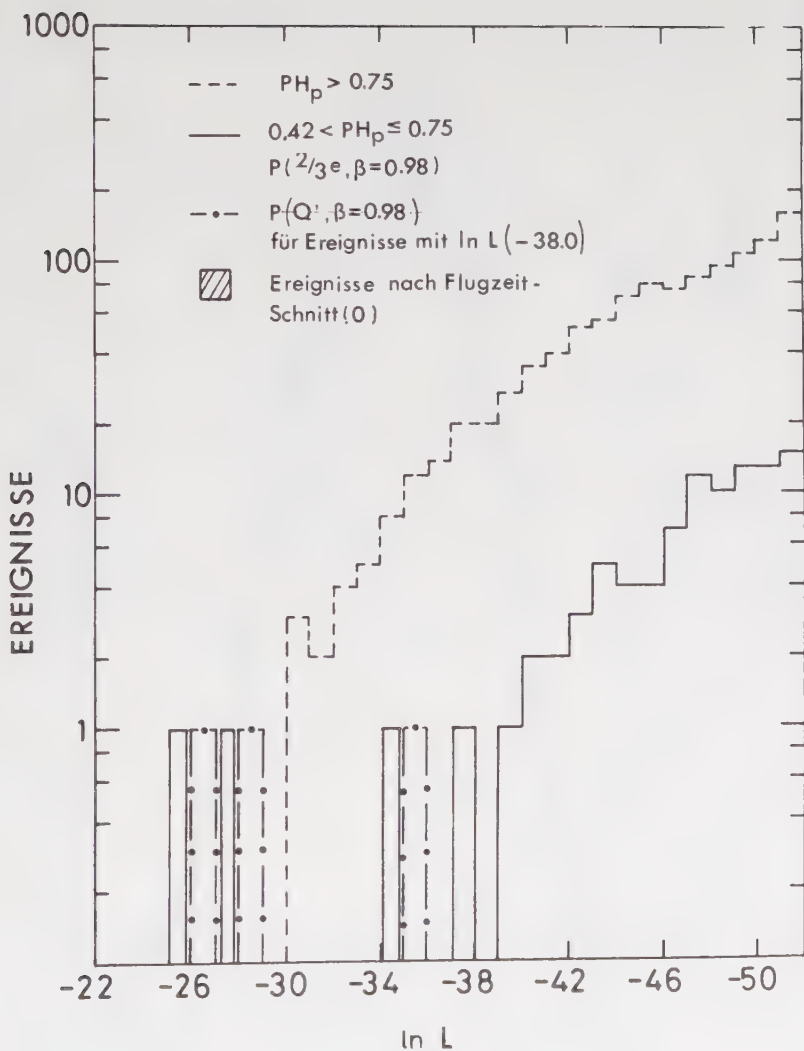


Abb. 34

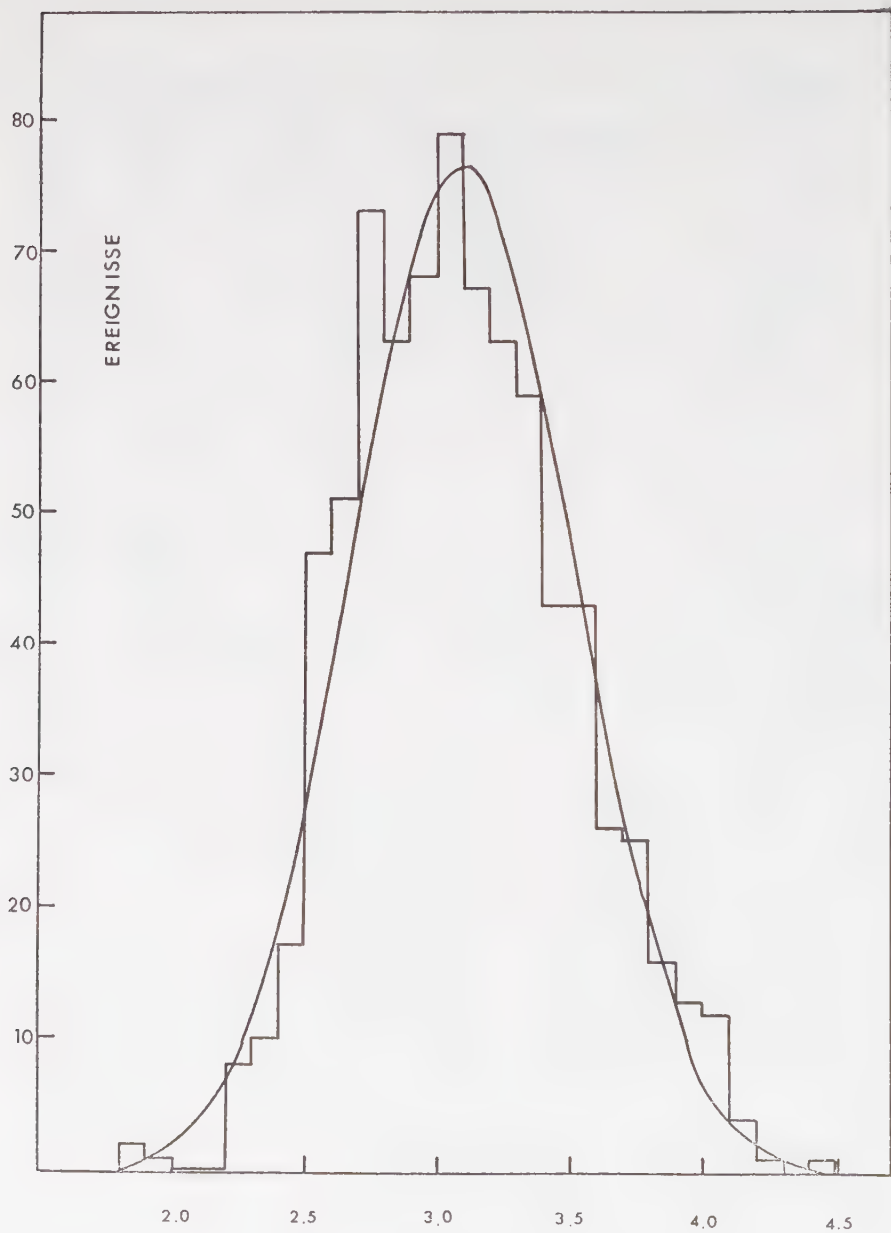


Abb. 35

PH

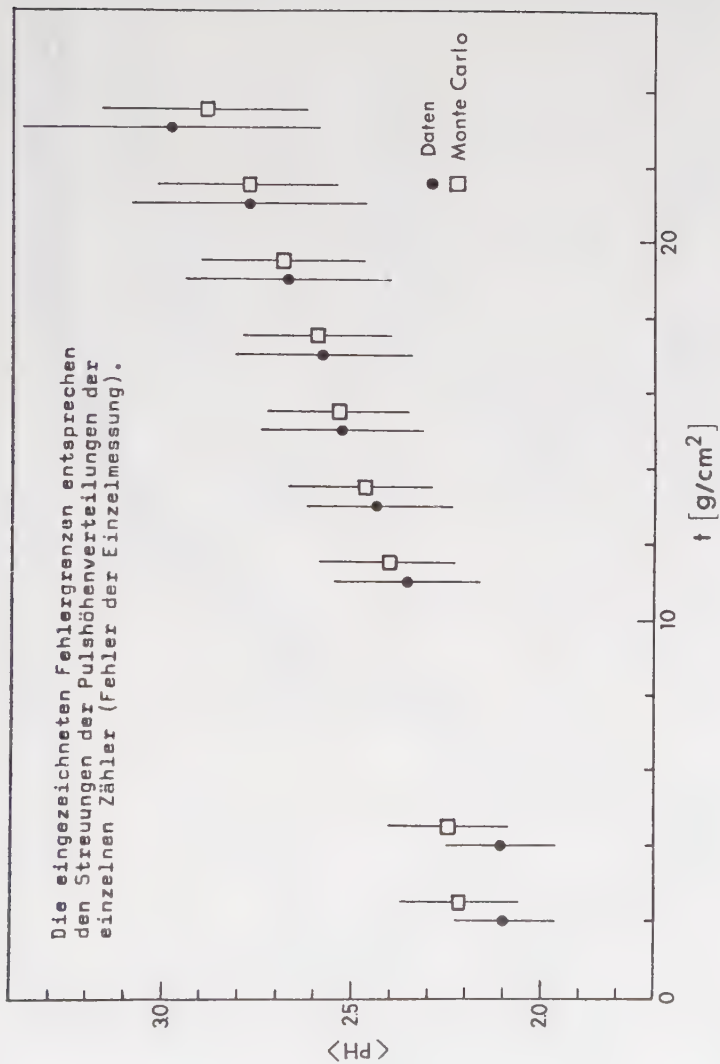


Abb. 36

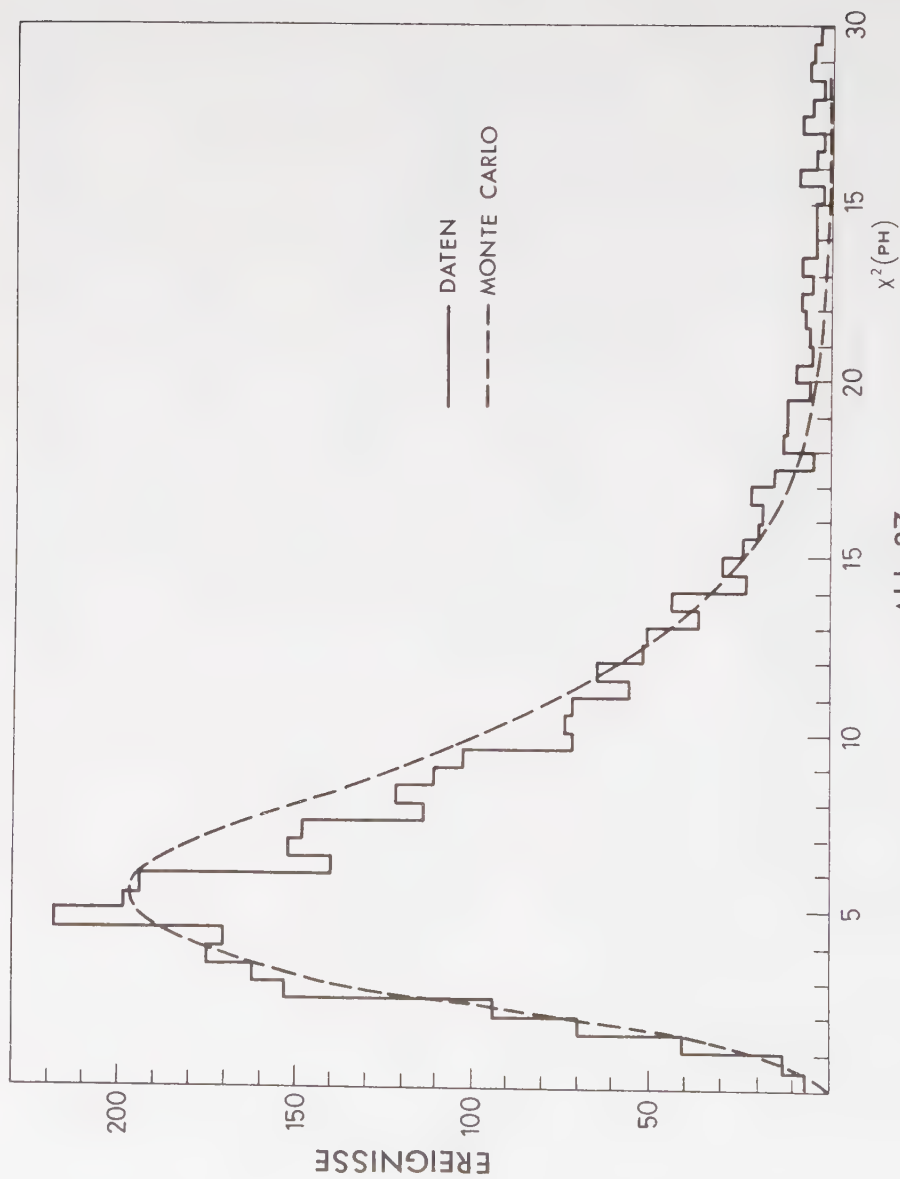


Abb. 37

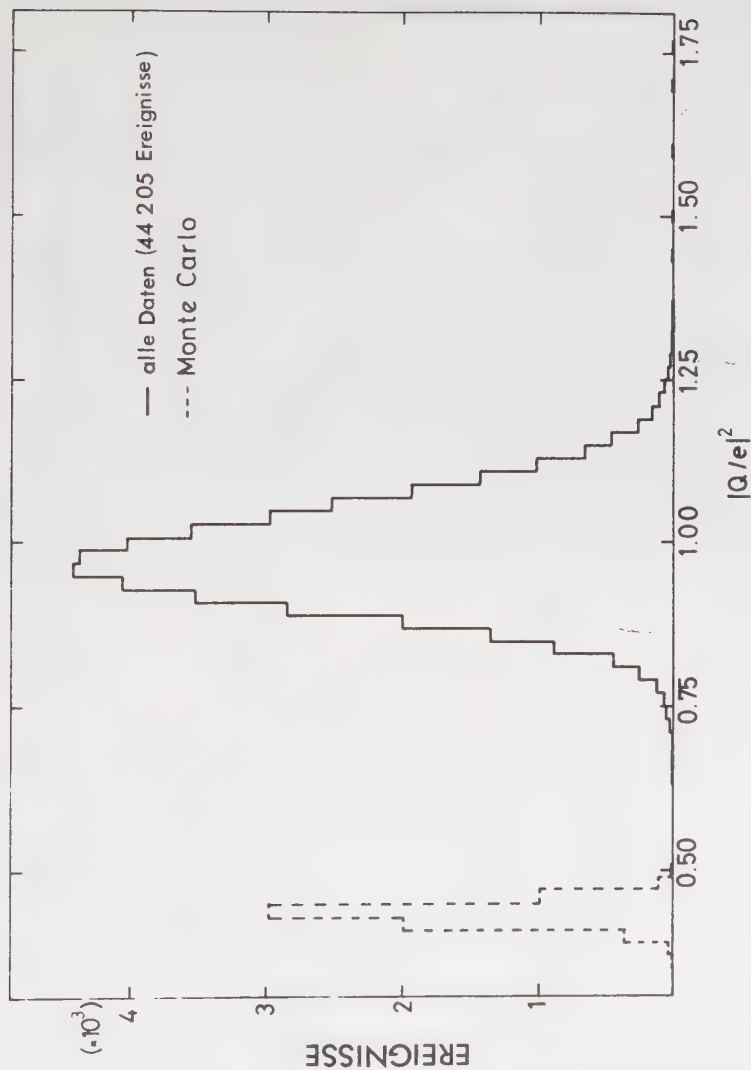


Abb. 38

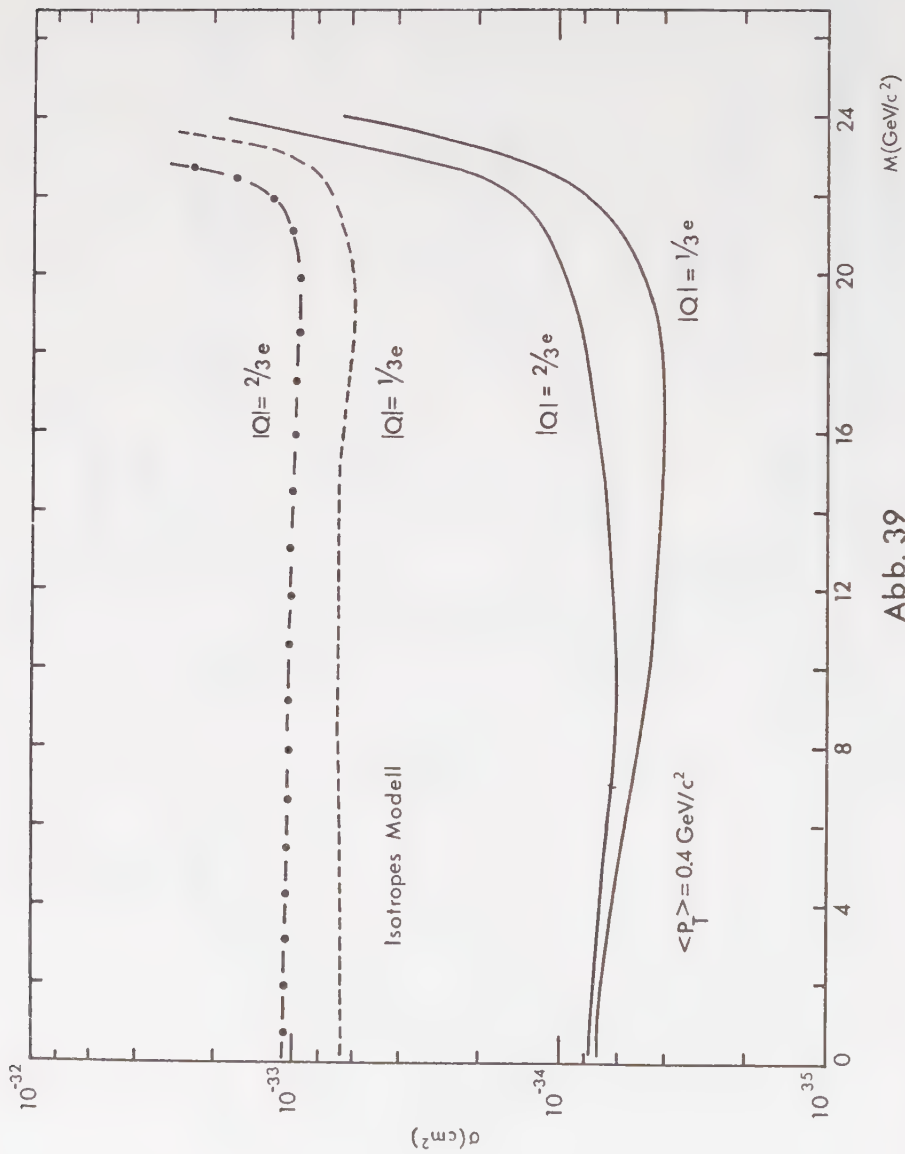


Abb. 39

DANKSAGUNG

Herrn Prof. Dr. H. P. Dürr und Herrn Dr. U. Stierlin danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, die stete Unterstützung und das ständige Interesse am Fortgang.

Herrn Dr. B. D. Hyams bin ich für die Möglichkeit, am CERN arbeiten zu können, zu Dank verpflichtet.

Besonderer Dank gilt den Mitgliedern der Kollaboration, die an der Durchführung des Experiments beteiligt waren, vor allem Dr. C. W. Fabjan, Dr. L. S. Rochester und Dr. B. Winstein.

Herrn Dr. E. Lorenz bin ich für zahlreiche Anregungen und viele kritische Diskussionen sehr dankbar.

LEBENS LAUF

Am 8. Juli 1938 wurde ich in Kastelruth (Prov. Bozen) geboren. Von 1944 - 1950 besuchte ich die Volksschule in Kastelruth, von 1950 - 1957 das humanistische Gymnasium in Meran und von 1957 - 1958 das humanistische Gymnasium in Bozen, wo ich 1958 die Reifeprüfung ablegte.

Im Wintersemester 1958/59 begann ich das Studium der Physik an der Universität München. Im Februar 1962 legte ich die Vordiplom-Prüfung für Physik ab.

Seit 1965 war ich im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik in München in der Abteilung von Prof. K. Gottstein mit der Durchführung meiner Diplomarbeit mit dem Titel "Spezifische Ionisation in der Kernemulsion bei extrem hohen Energien" beschäftigt. Am 11. Februar 1970 legte ich die Diplom-Prüfung für Physik ab.

Vom 1. März 1970 bis zum 31. März 1971 erhielt ich ein Stipendium der Max-Planck-Gesellschaft. Seit dem 1. April 1971 bin ich wissenschaftlicher Angestellter des Max-Planck-Instituts für Physik.

